

PROJETO DE GRADUAÇÃO

ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS LIVRES DE EIXO HORIZONTAL EQUIPADAS COM DIFUSOR HIDRODINÂMICO

Por,
Álvaro Barros da Silva

Brasília, 29 de Junho de 2018

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA

FACULDADE DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA MECÂNICA

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
Faculdade de Tecnologia
Departamento de Engenharia Mecânica

PROJETO DE GRADUAÇÃO

**ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS LIVRES
DE EIXO HORIZONTAL EQUIPADAS COM
DIFUSOR HIDRODINÂMICO**

POR,

Álvaro Barros da Silva

Relatório submetido ao Departamento de
Engenharia Mecânica da Universidade de
Brasília como requisito parcial para obtenção do
Título de Bacharel em Engenheiro Mecânico.

Banca Examinadora

Prof. Taygoara Felamingo de Oliveira (Orientador) _____

Prof. Antonio Cesar Pinho Brasil Junior, UnB/ENM _____

Profa. Marianela Machuca Macías, UnB/ENM _____

Brasília, 29 de Junho de 2018

Dedicatória

Dedico este trabalho a minha mãe Sandra, meu pai Lázaro e minha vó Elizabete.

“Não creio ser um homem que saiba. Tenho sido sempre um homem que busca, mas já agora não busco mais nas estrelas e nos livros: começo a ouvir os ensinamentos que meu sangue murmura em mim. Não é agradável a minha história, não é suave e harmoniosa como as histórias inventadas; sabe a insensatez e a confusão, a loucura e o sonho, como a vida de todos os homens que já não querem mais mentir a si mesmos”.

Hermann Hesse.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a minha mãe. Sem o seu apoio e incentivo, esta graduação não seria um sonho materializado. Sou imensamente grato a Senhora e jamais seria capaz de expressar toda consideração que tenho a ti, por tudo. Só posso ansiar que saiba que ela existe.

Agradeço a minha vó Elizabete por me desejar tanto o bem e me ter sempre em seus pensamentos.

Agradeço a todos os meus Professores, que participaram da minha formação na Universidade de Brasília e todos aqueles que ao longo da minha vida tiveram alguma contribuição a partilhar.

Agradeço meus amigos, os que fiz na Universidade de Brasília e os que fiz ao longo da vida, pelo companheirismo e incentivo até aqui.

Agradeço aos colegas do LEA, em especial Marianela, Paulo, Rafael, e Vinícios pela atenção aos meus questionamentos e suporte essencial dado a realização deste trabalho.

Agradeço ao meu Orientador Professor Taygoara, a oportunidade de desenvolver este trabalho e suas valiosas lições para a minha formação não só acadêmica mas como pessoa. “Sua alta opinião compõe minha valia”.

RESUMO

O aumento de potência convertida pelo emprego de difusores hidrodinâmicos em turbinas livres de eixo horizontal origina a motivação primária deste trabalho. A partir da metodologia de solução numérica desenvolvida na primeira etapa do Trabalho via pacote comercial CFX, foi desenvolvida uma abordagem para criação de geometrias inéditas de difusores baseados em aerofólios de alta sustentação pra Reynolds baixo. A adição dos difusores elaborados ao rotor permitiu aumento de potência convertida por um fator de até 2,65 vezes. Foi avaliado também a adição de *boundary layer trips* aos difusores para mitigar efeitos negativos das bolhas de separação laminar. Foi possível mitigar a ocorrência da bolha de separação laminar; entretanto houve ligeira queda de desempenho em comparação a configuração original.

Palavras-Chave: Turbinas livres de eixo horizontal. Difusores hidrodinâmicos. *CFD*. Bolha de separação laminar. Controle passivo da camada limite.

ABSTRACT

Increasing in power conversion through hydrodynamic diffusers usage on free horizontal-axis turbines is the leading motivation of this work. Starting from the numerical solution methodology developed during the Project's first phase by aid of the commercial package CFX, a framework were developed to create innovative diffuser geometries based on high lift airfoils for low Reynolds. The addition of the designed diffusers to rotor allowed converted power increment by a factor as high as 2,65 times. Moreover, there were evaluated the addition of boundary layer trips to the diffusers to mitigate the negative effects of laminar separation bubbles. It was possible to mitigate the occurrence of the laminar separation bubble; however, there were a slight performance loss in comparison with the original configuration.

Key-Words: Free horizontal-axis turbines. Hydrodynamic diffusers. *CFD*. Laminar separation bubble. Boundary layer trip.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO.....	1
1.1	CONTEXTUALIZAÇÃO	1
1.2	PANORAMA ATUAL	2
1.3	AS PRIMEIRAS TENTATIVAS EM CONVERTER ENERGIA EÓLICA EM ELÉTRICA	4
1.4	CONFIGURAÇÃO DE ROTOR	6
1.5	REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	7
1.6	OBJETIVOS	11
2	TEORIA DE TURBINAS LIVRES DE EIXO HORIZONTAL E DIFUSORES	12
2.1	AERODINÂMICA DE TURBINAS LIVRES	12
2.2	TEORIA DO DISCO ATUADOR	13
2.3	TEORIA DO DISCO ROTATIVO	15
2.4	TEORIA DE DIFUSORES	16
2.5	DIFUSORES COM PERFIL DE AEROFÓLIO EM NÚMERO DE REYNOLDS BAIXO	20
2.6	GERAÇÃO DE VORTICES E MODELAGEM DO COMPORTAMENTO DA ESTEIRA	24
2.7	MÉTODO DOS ELEMENTOS DE PÁ.....	26
3	MODELAGEM NUMÉRICA	28
3.1	EQUAÇÕES GOVERNANTES	28
3.1.1	<i>Equação da Continuidade.....</i>	<i>28</i>
3.1.2	<i>Equação da Quantidade de Movimento.....</i>	<i>28</i>
3.2	MODELAGEM DA TURBULÊNCIA	29
3.2.1	<i>Equações Médias de Navier-Stokes.....</i>	<i>30</i>
3.2.2	<i>Intensidade Turbulenta.....</i>	<i>31</i>
3.3	MODELOS DE TURBULÊNCIA	32
3.3.1	<i>Modelo $k-\epsilon$.....</i>	<i>33</i>
3.3.2	<i>Modelo $k-\omega$.....</i>	<i>34</i>
3.3.3	<i>Modelo Shear Stress Transport (SST).....</i>	<i>35</i>
3.3.4	<i>Modelo de Transição $\gamma-Re_\theta$.....</i>	<i>36</i>
3.4	LEIS DA PAREDE.....	40
4	METODOLOGIA	42
4.1	DESEMPENHO ROTOR LIVRE	42
4.1.1	Domínio Computacional.....	43
4.1.2	Malha Numérica	44
4.1.3	Condições de Contorno.....	47
4.2	INVESTIGAÇÃO DE AEROFÓLIOS VIA SOFTWARE XFOIL.....	48

4.3	DESEMPENHO DIFUSORES SEM ROTOR	50
4.3.1	Domínio Computacional	52
4.3.2	Malha Numérica	52
4.3.3	Condições de Contorno.....	53
4.4	CONJUNTO ROTOR E DIFUSOR	54
4.4.1	Domínio Computacional	55
4.4.2	Malha numérica	56
4.4.3	Condições de Contorno.....	58
4.5	INVESTIGAÇÃO DOS EFEITOS DE <i>BOUNDARY LAYER TRIP</i>	59
4.5.1	Malha Numérica	60
5	RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	61
5.1	DESEMPENHO ROTOR LIVRE	61
5.2	DESEMPENHO DIFUSORES SEM ROTOR	61
5.3	CONJUNTO ROTOR E DIFUSOR	64
5.3.1	Análise Paramétrica	64
5.3.2	Curvas de desempenho	66
5.3.3	Esteira Próxima	67
5.4	INVESTIGAÇÃO DOS EFEITOS DE <i>BOUNDARY LAYER TRIP</i>	70
6	CONCLUSÕES.....	77
7	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	79

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1. Capacidade Instalada de geração eólica mundial 2011-2016. FONTE: GWEC.	3
Figura 2.1. Representação do disco atuador e tubo de velocidade. Adaptado de Burton et al. (2001)	13
Figura 2.2. Esquema das estações principais de um conjunto rotor-difusor.....	17
Figura 2.3. Conceito de circulação no escoamento devido a presença do difusor.....	21
Figura 2.4. Análise de geometria modificada do aerofólio S1223. Adaptado de Aranake et al. (2013).	21
Figura 2.5. Bolha de separação laminar sobre uma superfície. Adaptado de Houghton e Carpenter (2003).	22
Figura 2.6. Estudo numérico de aplicação do BLT no aerofólio E216. Adaptado de Sreejith e Sathyabhama (2018).....	23
Figura 2.7. Visualização do escoamento por spray de óleo em um aerofólio com BLT do tipo zig- zag (vista superior). Adaptado de Selig (2003).	23
Figura 2.8. Filamentos de vórtice fechados e cercados (<i>bounded</i>) que descrevem a geração de vórtices na esteira de uma aerofólio. Adaptado de Hansen (2008).	24
Figura 2.9. Esquema do comportamento dos vórtices a partir do bordo de fuga de um aerofólio. Adaptado de Milne-Thomson (1973) e Hansen (2008).....	25
Figura 2.10. Esquema de vórtices de ponta a partir do bordo de fuga de um aerofólio finito. Adaptado de Milne-Thomson (1973).....	25
Figura 2.11. Descrição geométrica do elemento de pá. Adaptado de Burton (2011).	27
Figura 3.1. Comportamento do modelo SST em função da distância a parede. Adaptado de ANSYS CFX Intro, 2013.	35
Figura 3.2. Perfil típico de velocidade adimensional da camada limite. Adaptado de WILCOX (2006).	41
Figura 4.1. Fluxograma da metodologia de elaboração de difusores.	42
Figura 4.2. Geometria de rotor livre usada na simulação numérica.	43
Figura 4.3. Dimensões do domínio computacional para rotor livre [mm].	44
Figura 4.4. Vista em corte da malha usada na simulação do rotor livre.	45
Figura 4.5. Vista em corte da malha sobre a geometria do rotor.	46

Figura 4.6. Detalhe da conformidade dos elementos de superfície da malha a geometria do rotor.	46
Figura 4.7. Condições de contorno adotadas no domínio computacional do rotor livre.	47
Figura 4.8. Monitoramento de convergência da simulação.	48
Figura 4.9. Geometrias de aerofólio com alta sustentação em baixo Re .	50
Figura 4.10. Geometria de difusor elaborada a partir de perfis de aerofólios.	51
Figura 4.11. Dimensões do domínio computacional para difusor [mm].	52
Figura 4.12. Detalhe de vista em corte da malha usada na simulação de difusor.	53
Figura 4.13. Condições de contorno adotadas no domínio computacional de difusor sem rotor.	53
Figura 4.14. Montagem dos conjuntos rotor difusor [mm].	54
Figura 4.15. Dimensões do domínio computacional para conjunto rotor difusor [mm].	56
Figura 4.16. Vista em corte da malha no domínio computacional completo.	57
Figura 4.17. Vista em corte com detalhe do refinamento dos elementos orientados as superfícies por meio de <i>inflation</i> .	57
Figura 4.18. Malha de superfície sobre rotor e difusor.	58
Figura 4.19. Condições de contorno adotadas no domínio computacional de conjunto rotor difusor.	59
Figura 4.20. BLT de 0,5 mm aplicado a 10% de corda no difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha=10^\circ$.	60
Figura 4.21. Detalhe de vista em corte da malha confeccionada pra BLT a 10% da corda.	60
Figura 5.1. Desempenho rotor livre. FONTE DADOS EXPERIMENTAIS: NUNES, 2017.	61
Figura 5.2. Amplificação de fluxo mássico no difusor sem rotor versus ângulo de abertura.	62
Figura 5.3. Distribuição de velocidade para $\alpha=10^\circ$.	63
Figura 5.4. Distribuição de velocidade para $\alpha=25^\circ$.	63
Figura 5.5. Coeficiente de pressão estática para $\alpha=10^\circ$.	64
Figura 5.6. Coeficiente de pressão estática para $\alpha=25^\circ$.	64
Figura 5.7. Coeficiente de potência versus ângulo de abertura.	65
Figura 5.8. Pressão na saída do difusor versus ângulo de abertura.	66
Figura 5.9. Coeficiente de potência para difusores e rotor livre. $U_\infty = 10$ m/s.	66
Figura 5.10. Pressão relativa tomada ao longo do eixo axial do rotor (situado na posição 0 mm) equipado com difusor de perfil S1223 $\alpha = 10^\circ$.	68
Figura 5.11. Contorno da velocidade normalizada a diferentes estações do domínio computacional para difusores com $\alpha = 17,5^\circ$.	69
Figura 5.12. Contorno da velocidade normalizada a diferentes estações do domínio computacional para difusores com $\alpha = 30^\circ$.	69
Figura 5.13. Distribuição de pressão sobre difusor gerado do perfil S1223 com $\alpha = 10^\circ$.	71

Figura 5.14. Vista em corte com o campo de velocidade sobre difusor gerado do perfil S1223 com $\alpha = 10^\circ$	71
Figura 5.15. Distribuição de energia cinética turbulenta.....	73
Figura 5.16. Boundary Layer Trip ‘A’.....	74
Figura 5.17 Boundary Layer Trip ‘B’.....	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1. Turbinas eólicas históricas.....	5
Tabela 4.1. Análise preliminar de desempenho de aerofólios.	49
Tabela 4.2. Análise paramétrica de conjunto rotor difusor.....	55
Tabela 5.1. Coeficiente de potência para difusores e rotor livre. $U_{\infty} = 10$ m/s.	67
Tabela 5.2. Ganho de desempenho em relação ao rotor livre.....	67
Tabela 5.3. Configurações de <i>Boundary layer Trip</i> no difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha = 10^{\circ}$	72
Tabela 5.4. Desempenho do conjunto rotor difusor com a adição do BLT, referenciado ao desempenho da geometria original.....	76

LISTA DE SÍMBOLOS

Símbolos Latinos

A	Área	$[m^2]$
D	Largura de entrada	$[m]$
\mathbf{f}	Vetor forças de campo por unidade de massa	
I	Intensidade turbulenta	
k	Energia cinética turbulenta	$[m^2/s^2]$
l	Comprimento de mistura	
L	Comprimento	$[m]$
L_a	Sustentação aerodinâmica	$[N]$
L_c	Comprimento característico	$[m]$
p	Pressão	$[Pa]$
Q	Fluxo volumétrico	$[m^3/s]$
r	Comprimento radial	$[m]$
r	Fator de ampliação	
R	Raio do rotor	$[m]$
R_{ij}	Tensor de Reynolds	
T	Empuxo	$[N]$
t	Tempo	$[s]$
U	Velocidade	$[m/s]$
\mathbf{u}	Vetor velocidade	
u_T	Velocidade de fricção	$[m/s]$
y	Distância do nó a parede	$[m]$

Símbolos Gregos

α	Ângulo de abertura
∇	Operador Gradiente
∇^2	Operador Laplaciano
τ_{ij}	Tensor de Reynolds específico
τ_w	Tensão de cisalhamento na parede

Γ	Intensidade de vórtice
Δ	Operador de diferença
δ_{ij}	Operador delta de Kronocker
ε	Dissipação turbulenta
η	Eficiência
λ	Razão de velocidade de ponta de pá
μ	Viscosidade dinâmica
ν	Viscosidade cinemática
ν_T	Viscosidade turbulenta
ρ	Massa específica
ω	Taxa de dissipação turbulenta específica
Ω	Velocidade angular

Subscritos

1	Estação imediatamente anterior a turbina
2	Estação imediatamente posterior a turbina
∞	Estação do escoamento não perturbado
D	Estação do disco atuador
$Drag$	Arrasto
E	Estação da esteira
$ideal$	Valor ideal
max	Valor máximo(a)
opt	Valor ótimo
$Pá$	Pá do rotor
rel	Relativo(a)
t	Estação da turbina
T	Pressão total

Sobrescritos

f'	Flutuação da variável escalar f	
\overline{f}	Média da variável escalar f	
\dot{m}	Fluxo mássico	[kg/s]
J	Jusante	
M	Montante	

Grupos Adimensionais

a	Fator de indução axial
C_D	Fator de carga
C_d	Coeficiente de arrasto
C_l	Coeficiente de sustentação
C_P	Coeficiente de Potência
C_{pe}	Coeficiente de pressão a saída do difusor
C_{pr}	Coeficiente de recuperação efetiva de pressão do difusor
C_{pres}	Coeficiente de pressão estática
C_T	Fator de indução axial
Ma	Número de Mach
M_r	Incremento de fluxo mássico
Re	Número de Reynolds
u^+	Velocidade adimensional
y^+	Distância a parede adimensional

Abreviaturas e Siglas

BEM	Blade Element Momentum Theory
BLT	Boundary Layer Trip
CAD	Computer Aided Design
CFD	Computational Fluid Dynamics
DNS	Direct Numerical Simulation
GWEC	Global Wind Energy Council
LEA	Laboratório de Energia e Ambiente
LES	Large Eddy Simulation
LSB	Laminar Separation Bubble
NASA	National Aeronautics and Space Administration
NREL	National Renewable Energy Laboratory
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes Equations
RMS	Root Mean Square

1 INTRODUÇÃO

As motivações do presente trabalho são apresentadas, assim como os objetivos que se intenciona alcançar no decorrer do Projeto de Graduação. A descrição bibliográfica apresentada aborda as literaturas de diversificados campos pertinentes ao tema tratado.

1.1 CONTEXTUALIZAÇÃO

A possibilidade de extrair de um escoamento alguma forma aproveitável de energia é um fenômeno notório e estimado pelo homem há vários séculos. Em diferentes momentos da civilização humana, o vento e os corpos d'água foram empregados como fontes de energia e seu uso reinventado para diferentes propostas conforme as intenções dos projetistas de mecanismos conversores destes tipos de energias embarcassem novos desafios.

Registros vindos de pelo menos o quinto milênio a. C. mostram que civilizações antigas já faziam o emprego de barcos à vela (CARTER, 2006). A própria descoberta do novo mundo só se tornou factível com o emprego de embarcações mais elaboradas que em essência se valiam do mesmo princípio. Os projetistas daquelas longínquas épocas podiam não saber exatamente o porquê, mas a sustentação resultante das forças aerodinâmicas atuando na superfície da vela era uma forma eficaz de propulsão (BERGESON, 1985 e HANSEN, 2013).

Paralelo a evolução dos barcos, em terra firme o desenvolvimento de outro grupo de conversores de energia eólica foi o chute inicial para teorias que mais tarde seriam base do estudo das turbinas de eixo livre modernas. Esses foram os moinhos de vento.

Evidências relatam a existência de moinhos de eixo vertical desde 644 d.C. na China e Oriente Médio (HAU, 2013). Os moinhos de eixo horizontal, configuração que costumava ser mais usual no ocidente, surgiram na Europa alguns séculos depois. Na Holanda, além da moagem de grãos, executavam a função de bombear água para fora dos diques construídos para recuperar áreas submersas. O significado econômico dos moinhos de ventos cresceu gradativamente até o meio do século 19, quando era estimado um número de 200 000 unidades na Europa¹.

O declínio dos moinhos de vento se iniciou com o surgimento das turbinas à vapor, mas até durante o século 20 esses ainda eram construídos, mostrando que mesmo com a disponibilidade incerta de potencial eólico - comparado ao vapor, essa ainda era uma forma competitiva de energia. Entretanto, a popularização da eletrificação na área rural foi um forte golpe à continuidade dessa tecnologia. Décadas

¹ Fonte: < <http://www.lowtechmagazine.com/2009/10/history-of-industrial-windmills.html> >. Acesso em: 25/08/2017.

depois, as turbinas de eixo livre para conversão eólica e hidrocínética constituiriam uma alternativa de crescente relevância para a matriz energética.

Enquanto os moinhos de vento europeus foram gradualmente perdendo importância, nos Estados Unidos a colonização de novas áreas exigiu o bombeamento de água de poços em localidades ausentes de cursos d'água superficiais. Moinhos de menor porte projetados para essa tarefa se tornaram muito populares. Uma característica dos moinhos americanos era a presença de mecanismos autorregulados para salvaguarda contra ventos excessivos que poderiam danificar as velas. Daniel Halladay (1850) desenvolveu um intrincado sistema análogo ao governador presente nos motores à vapor que desacoplava as pás do eixo de baixa velocidade conforme a velocidade do vento se tornava excessiva. Anos depois Leonhard R. Wheeler (1867) elaborou um sistema mais simples: Uma vela adicional era montada perpendicular à direção do vento e caso sua velocidade se tornasse crítica a roda do moinho guinava em direção perpendicular à do escoamento. Quando a velocidade reduzia, um peso conectado a vela retornava o sistema a posição de operação. A popularização dos moinhos atingiu um pico entre 1920 e 1930 com cerca de 600 000 unidades construídas em solo estadunidense (ACKERMANN, 2005)

1.2 PANORAMA ATUAL

O crescimento da indústria de energias renováveis teve um forte impulso nas últimas décadas provocado pelas questões ambientais acarretadas pelo uso de combustíveis fósseis e degradação crescente dos mecanismos naturais de sequestro de carbono. A ação a nível global mais pertinente nesse sentido foi o Acordo de Paris tratado em 2015 no qual 160 nações ratificaram o documento que prevê um esforço conjunto para limitar o crescimento da temperatura média global. Há também o aumento do interesse de companhias privadas em aumentar a participação de energias renováveis com exemplos expressivos, como a intenção da Anheuser-Busch InBev, maior grupo cervejeiro do mundo em basear 100% de suas operações em fontes renováveis de energia até 2025². A atratividade em adotar fontes renováveis (seja por construção de plantas próprias ou por meio de *power purchase agreements*) advém da crescente competitividade do custo de geração de energia via fontes renováveis, imunidade às flutuações de preço presentes em combustíveis fósseis, reduzir o risco do impacto de futuras regulamentações de carbono mais rígidas e evidentemente a melhora da imagem frente ao público associada a um perfil mais 'verde' (GWEG Global Wind Report 2016).

Segundo o *Global Wind Report* de 2016, foram instalados 54,6 GW de energia eólica em 2016, superados somente pelos 63,6 GW instalados no ano anterior. Os investimentos em energia renovável atingiram US\$ 287,5 bilhões, sendo a China, o principal investidor com 23,4 GW instalados em 2016. Ao fim de 2016 a capacidade global instalada atingiu 486,6 GW, representando um aumento de mais de 12%. A Figura (1.1) apresenta o crescimento anual de energia eólica.

² Fonte: < <http://www.anheuser-busch.com/newsroom/2017/03/anheuser-busch-inbev-commits-to-a-100--renewable-electricity-fut.html> > Acesso em: 06/09/2017.

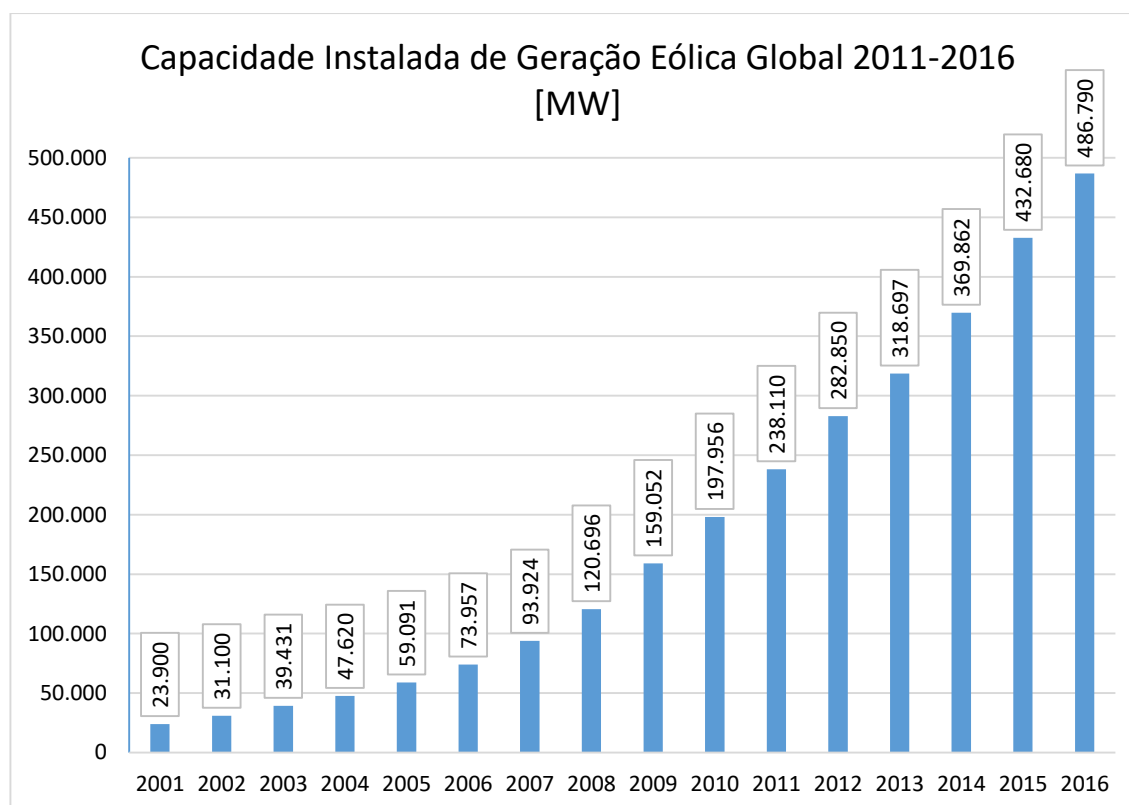


Figura 1.1. Capacidade Instalada de geração eólica mundial 2011-2016. FONTE: GWEC.

O Brasil apresenta grande parcela de sua matriz energética suprida por fontes renováveis de energia e a viabilidade para instalação de novas usinas de fontes renováveis é imensa. Apenas o potencial em energia eólica é três vezes maior que seu consumo energético atual (GWEC, 2016). Segundo a edição de junho de 2017 da Resenha Energética Brasileira editada pelo Ministério de Minas e Energia, em 2016 a oferta interna de energia eólica no Brasil foi de 33.489 GWh, um aumento de 54,9% comparado a oferta do ano anterior, respondendo por 5,4% do total da oferta de energia elétrica em 2016.

Uma ramificação mais recente advinda do projeto de turbinas de eixo livre compõe as turbinas hidrocínéticas, responsáveis pela conversão do potencial hidráulico presente em leitos de rios e mares em energia elétrica por meio da imersão total ou parcial da nacele no corpo d'água. O Brasil dispõe do maior potencial hidroelétrico do mundo, se valendo de uma reserva hídrica com volume total de 8233 km³/ano (Manual de Inventário Hidroelétrico de Bacias Hidrográficas 2007 – Ministério de Minas e energia), destacando a viabilidade de expansão da geração de energia via recursos hídricos, que hoje já corresponde a 61,5% da oferta interna de energia elétrica (Resenha Energética Brasileira, 2016). A aplicação das turbinas hidrocínéticas se torna ainda mais pertinente devido ao baixo impacto ambiental de sua instalação, uma vez que não há necessidade de modificações extensas nos cursos dos rios, ao contrário do que acontece no represamento para construção de usinas com reservatório de acumulação. Inclusive, as turbinas podem ser instaladas a jusante das usinas hidroelétricas para aproveitamento do potencial do escoamento não convertido na etapa anterior.

A pesquisa em turbinas de eixo livre, em especial as hidrocinéticas é uma área com grande território ainda inexplorado e com motivações para sua progressiva evolução ainda maiores. Com exceção de alguns sistemas de pequena escala para geração de energia em regiões remotas, muitas propostas ainda se encontram em estágio de pesquisa e desenvolvimento (KHAN, 2009).

1.3 AS PRIMEIRAS TENTATIVAS EM CONVERTER ENERGIA EÓLICA EM ELÉTRICA

As primeiras incursões nessa conversão ocorreram paralelas ao fornecimento já bem estabelecido de energia elétrica nas grandes cidades, ao passo que áreas rurais afastadas ainda ficavam à margem desse processo. O pioneiro a desenvolver uma solução sistemática dessa questão, foi o Dinamarquês Poul La Cour. Motivado pela ideia de fornecer energia elétrica a áreas rurais, ele sistematizou o conhecimento existente em moinhos de vento em teoria científica e aliou a geração de energia elétrica por meio do potencial eólico. Em 1891 La Cour construiu uma turbina eólica experimental motora de um dínamo. A corrente contínua gerada era usada para eletrólise e o gás hidrogênio resultante era armazenado para acionamento de lâmpadas. A geometria dessa turbina experimental ainda era fortemente inspirada nas configurações tradicionais de moinhos de vento, mas La Cour tinha ciência que uma geometria com melhor desempenho aerodinâmico das pás resultaria em maiores ganhos. Nos anos seguintes La Cour expandiu seu aparato experimental para turbinas eólicas e foi um dos primeiros a construir um túnel de vento para ensaios experimentais.

O sucesso do trabalho de La Cour motivou o surgimento da companhia Lykkesgaard, que aplicou seus desenvolvimentos acadêmicos em uso industrial. A expansão dessas turbinas ganhou impulso com o advento da Primeira Grande Guerra e consequente elevada precificação dos combustíveis fósseis. Em 1918 havia por volta de 120 turbinas em operação.

As turbinas de La-Cour-Lykkesgaard eram construídas em diferentes portes, com rotores de até 20 m fornecendo potências nominais que abrangiam 10 kW a 35 kW. A configuração *shutter sail* herdada dos moinhos de ventos permitia a operação abaixo de velocidades críticas por meio do ajuste da área das pás.

A introdução no mercado dos “aeromotores” desenvolvidos pela FLSmidth em 1941-1942 é creditada como a precursora das turbinas eólicas modernas. A companhia atuava em diversas áreas, entre elas maquinários para construção em concreto e aviação. Com auxílio da experiência anterior, as turbinas da F. L. Smidth foram as primeiras a aliar os últimos desenvolvimentos da aerodinâmica com elaborados processos de fabricação. As turbinas adotavam rotores baseados em aerofólios aerodinâmicos montados em torres de concreto.

Palmer C. Putnam idealiza a primeira turbina de grande porte, instalada em 1941 nos Estados Unidos. Possuía um rotor de 53,3 m, potência nominal de 1250 MW e sua concepção veio do interesse em conectar as turbinas eólicas a instalação nacional de geração e transmissão de energia elétrica.

Após a Segunda Guerra Mundial a demanda por fontes alternativas de energia reduziu até a crise do petróleo na década de 1970. Entre as turbinas instaladas expoentes desse período, a turbina de 200 kW de Johannes Juul instalada em Gedser, 1957, representou um aprofundamento da filosofia de construção dos Dinamarqueses, esta sendo rotores a barlavento com baixas rotações de operação e controle por estol. Durante sua operação a Turbina de Gedser gerou cerca de 2,2 milhões de kWh (ACKERMANN, 2005). Ao mesmo tempo o alemão Ulrich Hütter desenvolveu uma abordagem distinta. O rotor de sua turbina W-34 era montado a sotavento. Possuía duas pás esbeltas de fibra de vidro acopladas ao um cubo balanceado que reagia dinamicamente a distribuições assimétricas cargas nas pás. (ACKERMANN, 2005 e HAU, 2013). A Tab. (1.1) compila uma breve descrição das principais turbinas eólicas históricas.

Tabela 1.1. Turbinas eólicas históricas.

Turbina e país		Diâmetro (m)	Área varrida (m ²)	Potência (kW)	Potência específica (kW/m ²)	Número de Pás	Altura da torre (m)	Entrada em serviço
Poul La Cour, Dinamarca		23	408	18	0,04	4	-	1891
Smith-Putnam, Estados Unidos		53	2231	1250	0,56	2	34	1941
F. Smidth, Dinamarca	L.	17	237	50	0,21	3	24	1941
F. Smidth, Dinamarca	L.	24	456	70	0,15	3	24	1945
Gedser, Dinamarca		24	452	200	0,44	3	25	1957
Hütter, Alemanha		34	908	100	0,11	2	22	1958

Na operação em campo, diversos problemas e falhas surgem e devem ser tratados. As turbinas desenvolvidas até esse ponto eram construídas com um certo grau de improvisação e desorganização que amplificavam a ocorrência de falhas e resultavam em baixa eficiência (HAU, 2013). Entretanto, além da relevância histórica, essas turbinas tiveram importante papel na fundação de conceitos e boas práticas que mais tarde seriam empregados em turbinas livres de eixo horizontal de maior potência e confiabilidade, em conjunto com benefícios propiciados pelos avanços tecnológicos associados.

1.4 CONFIGURAÇÃO DE ROTOR

Duas abordagens são as mais usuais ao classificar turbinas livres. A primeira determinada pela sua característica aerodinâmica, isto é, a turbina captura energia do escoamento majoritariamente devido ao arrasto aerodinâmico provocado pelo escoamento agindo sobre as superfícies do rotor ou por meio da sustentação aerodinâmica gerada pela distribuição de pressão sobre superfícies elaboradas visando este propósito (HAU, 2013).

Classificações a partir das configurações construtivas do rotor são as mais usuais por razões práticas, em especial em função da orientação do eixo de rotação do rotor em relação ao escoamento. As turbinas de eixo vertical (perpendicular à direção do escoamento) foi o design mais antigo a se ter notícia. Os primeiros moinhos de grãos se valiam do arrasto aerodinâmico para operar, assim como os rotores de Savonius - que encontram espaço em algumas aplicações modernas. Turbinas livres dessa configuração possuem as vantagens de uma montagem mais compacta, com caixa de engrenagens e gerador geralmente situados em sua base e dispensa controles de guinada. Por outro lado, não permite o controle de arfagem das pás, possui baixa velocidade de rotação e necessitam de excitação externa para iniciar o movimento (HAU, 2013).

Turbinas livres de eixo horizontal (paralelo ao escoamento) constituem a configuração dominante em aplicações modernas. As razões para a dominância residem na possibilidade de controlar a velocidade do rotor e potência gerada por meio do controle de arfagem das pás (atuando também como proteção contra velocidades excessivas); A geometria da pá pode ser otimizada de modo a obter maior razão de sustentação pelo arrasto aerodinâmico (MAALAWI, 2003). A configuração de rotor com duas a quatro pás são as mais usuais mas especificidades e simplificações podem ser adotadas, como ausência de controle de arfagem das pás, comum em turbinas de pequeno porte.

A configuração padrão é composta pelo rotor – elemento responsável por transformar a variação da quantidade de movimento do escoamento sobre as pás em trabalho de eixo; o eixo de entrada, geralmente acopla o rotor a uma caixa multiplicadora para compatibilizar a relativa baixa velocidade de rotação do rotor com as altas velocidades necessárias a operação do gerador de corrente alternada (geradores de corrente contínua produzem potência proporcional a velocidade do eixo mas se restringem a turbinas de baixa capacidade). Caixa multiplicadora, gerador e freio mecânico estão contidos no interior da nacelle. Ainda podem estar contidos mecanismo para controle de arfagem das pás e guinada da nacelle, alimentados por informações de velocidade e direção do escoamento fornecidas por anemômetros e birutas. A nacelle é acoplada a torre para as turbinas eólicas e a algum sistema estável de flutuação, ancoragem na margem ou em seguro repouso sobre o leito para as turbinas hidrocínéticas. A razão da altura da torre e diâmetro do rotor em turbinas eólicas geralmente é próxima a unidade.

Ao longo deste trabalho a ocorrência do termo ‘turbinas’ é inerentemente constante. Ainda que o termo reúna uma extensa variedade de configurações, quando empregado neste estudo geralmente irá se referir a turbinas livres de eixo horizontal. Quando não se aplicar, será identificada a abrangência.

1.5 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

A teoria do disco atuador que define os pilares básicos para a conversão da energia cinética do escoamento em trabalho de eixo foi elaborada por RANKINE (1865) e nela as relações fundamentais entre a queda de pressão através de um rotor, seu raio máximo, torque e potência entregue foram estabelecidas.

LA COUR (1900) publica os resultados de suas avaliações experimentais com turbinas de eixo livre em um dos primeiros túneis de vento, construído pelo próprio, após ser bem sucedido na implantação, anos antes, de turbinas eólicas com capacidade suficiente para iluminação de comunidades rurais.

LANCHESTER (1907) e PRANDTL (1918) em trabalhos independentes, formularam matematicamente a *lifting line theory*, para estimar a distribuição de sustentação ao longo de uma asa por meio da modelagem da esteira após o bordo de fuga como um *vortex sheet*.

LANCHESTER (1915) e BETZ (1919) a partir dos princípios de conservação de massa e quantidade de movimento derivam o limite teórico de máxima extração de energia do escoamento por um conversor, conhecido como limite de Betz.

A teoria BEM (*Blade Element Method*) elaborada por GLAUERT (1935) foi a primeira tentativa de associar as teorias de disco atuador desenvolvidas até então a geometria real da pá, acoplando o torque e potência desenvolvidos aos eventos ocorrendo localmente na pá. SPERA (1994) propõe correções a teoria de GLAUERT de modo a concordar resultados fornecidos com medições experimentais, tornando-a uma importante ferramenta para modelagem de geometria de pás de turbinas.

Um extenso esforço foi empregado para realizar a avaliação experimental de uma turbina em escala real e computar seu comportamento aerodinâmico tridimensional. O experimento da NREL PHASE VI se iniciou em 1987 através de uma colaboração entre o *National Renewable Energy Laboratory* (NREL) e a *National Aeronautics and Space Administration* (NASA). O compêndio dos resultados foi apresentado por HAND et al. (2001). Seus resultados detalhados compõe importante base para desenvolvimento e validação de métodos numéricos para simulação computacional e estabeleceu uma série de boas práticas para análises experimentais em turbinas livres de eixo horizontal.

Entre os numerosos trabalhos de abordagem numérica oriundos dos resultados do experimento da NREL Phase VI, contribuições importantes foram dadas por HSU et al. (2012) onde simulações for elementos finitos foram realizadas empregando uma metodologia para solução das equações de Navier-Stokes em domínios móveis e modelagem da turbulência, tanto para simulação do rotor quanto da estrutura completa da turbina. Boa convergência com os resultados experimentais foi alcançada, tanto para o comportamento do escoamento quanto a interação rotor-torre. YELMULE, ANJURI (2013), adotando periodicidade realizaram simulação de uma pá com movimento relativo entre domínios empregando a média de Reynolds das equações de Navier-Stokes (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equations* - RANS) utilizando a ferramenta comercial ANSYS CFX, obtendo boa convergência com os

resultados experimentais. JOHANSEN; et al. (2002) empregaram um modelo que combina o método RANS para camada limite e para o escoamento distante o método de *Large Eddy Simulation* (LES) para prever o escoamento e turbulência ao redor da pá, alcançando boa convergência em seus resultados. MOSHFEGUI et al. (2011) adotaram o modelo SST- $k-\omega$ para investigar os efeitos do espaçamento da malha próximo a parede, mas os resultados não tiveram boa convergência com os dados experimentais. Eles constataram que em áreas complexas de separação do escoamento, o modelo falha em prever adequadamente o coeficiente de pressão e o ponto de descolamento da camada limite. SØRENSEN et al. (2002) e DUQUE et al. (2002) aplicaram códigos baseados na metodologia RANS e obtiveram boa convergência das distribuições de forças nas pás e torque de eixos, mostrando a viabilidade da modelagem numérica de turbinas de eixo livre.

VERMEER et al. (2003) realizaram um detalhado estudo e revisão de publicações anteriores sobre as esteiras próxima e distante de turbinas eólicas. Eles exaltaram a maturação das metodologias envolvendo as equações de Navier-Stokes em lugar das modelagens de descrição da esteira por vórtices, pois essas melhor representam o escoamento físico e destacaram a dificuldade de obter uma solução geral para a esteira distante uma vez que esta está intrinsicamente relacionada a muitos fatores como condições do terreno, direção dos ventos e disposição das turbinas. MO et al. (2013) investigaram as instabilidades da esteira simulando a turbina NREL phase VI adotando a metodologia LES e seus resultados obtiveram boa convergência. Eles também concluíram que a esteira consiste de um sistema de intensos vórtices helicoidais em rotação que persiste de maneira estável até sua degradação a uma distância a jusante em função da velocidade do escoamento não perturbado.

A Universidade de Brasília apresenta um extenso histórico em desenvolvimento de turbinas hidrocínéticas, tendo desenvolvido e implementado com sucesso turbinas ancoradas desde 1991 (ELS; HENRIQUES, 2003 e ELS; BRASIL JUNIOR, 2015), e desde então projetando novas versões prevendo o uso para geração de energia descentralizada em áreas rurais tanto em rios da região central do Brasil quanto na região amazônica, onde diferentes condições de operação são previstas (Tese de Doutorado ELS, 2008 e BRASIL JUNIOR et al., 2006). Há um contínuo esforço em desenvolver metodologias tanto experimentais quanto numéricas para o estudo de turbinas hidrocínéticas, uma vez que a escassa literatura técnica sobre estas turbinas evidencia que seu potencial foi pouco explorado. Macias et al. (2015) desenvolveu uma metodologia experimental para prever o desempenho de turbinas hidrocínéticas por meio de modelos reduzidos de turbinas ensaiados em túnel de vento. Os resultados foram transpostos para comparação com o protótipo em escala 1:1 simulado numericamente. Essa transposição é possível por meio de grupos adimensionais, permitindo definir parâmetros de desempenho adimensionalizados em função das geometrias e condições dos escoamentos considerados. O estudo concluiu apontando a dificuldade em comparar os dois grupos de resultados em principalmente devido grande diferença entre os números de Reynolds de escoamentos em meios gasosos e líquidos. SILVA et al. (2015) estudou a ocorrência de cavitação nas pás de turbinas hidrocínéticas. Se propôs uma metodologia baseada no uso do coeficiente mínimo de pressão para prevenir a ocorrência do fenômeno permitindo projetar pás com

geometria corrigida contra cavitação sem implicar grandes modificações no coeficiente de potência. Novamente a questão da cavitação foi abordada por SILVA et al. (2016) adotando a teoria do elemento de pá, apresentando mais uma ferramenta para aprimoramento da geometria. SILVA et al. (2016) investigou a estrutura da esteira da turbina hidrocínética por simulação numérica baseado na técnica RANS. Se concluiu que a velocidade axial no caso em estudo só se recuperou totalmente após 12 diâmetros a jusante do rotor e a região da esteira próxima se estendeu a três diâmetros.

HOLANDA et al. (2016) investigaram a viabilidade da instalação de turbinas hidrocínéticas para aproveitamento da energia remanescente das barragens de usinas hidrelétricas. Um estudo de caso foi realizado na usina hidrelétrica de Tucuruí-PA indicando a viabilidade do seu emprego.

MAALAWI e BADR (2003) realizaram um extenso estudo baseado na *Blade Element Theory* (BET) de performance de diferentes configurações de turbinas eólicas (incluindo o efeito da torre e ventos cruzados), parametrizando variáveis tais como λ , ângulo de ataque, número de pás e seção de aerofólio adotada por meio de uma rotina computacional. Seus resultados indicaram que os melhores resultados, isto é, a maior extração de energia e menor solicitação por torque adverso são obtidos com pás de perfil mais esbelto e maior cambagem (em relação a corda média).

IGRA (1980), GILBERT e FOREMAN (1983) realizaram experimentos e avaliação em campo de turbinas com difusores e corroboraram o ganho de desempenho com o uso dos mesmos. O arcabouço acadêmico de investigação do efeito do difusor no desempenho da turbina teve uma expansão expressiva a partir das duas últimas décadas. HANSEN et al. (2000) modelaram um difusor com um disco atuador e concluíram com um certo grau qualitativo que é possível ultrapassar o limite de Betz com o uso do difusor à uma proporção relativa ao fluxo mássico através do mesmo. Também sugeriram que o ângulo de saída do difusor deve ser o maior possível antes de ocorrer separação da camada limite para mais alta sustentação, ainda que a geometria careça de otimização. ARANAKE et al. (2013) realizaram análises computacionais tridimensionais baseadas na abordagem RANS e obtiveram resultados expressivos com uma extração de potência 90% acima do limite de Betz com um difusor de perfil baseado no aerofólio Selig S1223. ABE; OHYA (2003) investigaram por análise computacional o desempenho de uma turbina de pequeno porte com colocação de um difusor flangeado. O estudo teve boa convergência com resultados experimentais e sugeriu que o desempenho do difusor flangeado deve melhorar com o controle do descolamento da camada limite e buscando a maior diferença entre a pressão imediatamente a jusante do atuador e a saída do difusor. OHYA et al. (2005) investigaram experimentalmente diferentes geometrias de aceleradores do escoamento, constatando que o difusor coleta maior massa de ar. O estudo concluiu que o difusor adicionado de uma geometria elaborada de entrada (que torna o escoamento no comprimento inicial mais suave e atrasa a separação da camada limite) e uma flange em forma anelar na extremidade de saída apresentam uma promoção considerável de extração de potência pela turbina. A otimização de geometria sugeriu que a altura da flange $h/D = 0,5$ (D o diâmetro característico do difusor) apresenta o maior ganho de desempenho. O trabalho concluiu com a implementação em campo da turbina com difusor, e, além do aumento de potência convertida, o difusor serviu para o controle

autônomo de guinada da estrutura e redução de ruído. VAZ; WOOD (2016) propuseram um procedimento de otimização das pás de turbinas eólicas com difusor, modificando a corda da pá e ângulo de torção ao longo da envergadura na presença de um difusor.

NUNES (2017) investigou em seu trabalho de conclusão de graduação o desempenho de um modelo reduzido da tubina HK-10 acoplada a duas geometrias de difusores em túnel de vento. A turbina - uma das mais recentes iterações do Projeto Hydro-K, é composta de quatro pás e potência de projeto de 10 kW. Foram construídos modelos reduzidos do rotor em três configurações: Com duas, três e quatro pás. Durante o experimento foi constatado que o modelo de duas pás era muito instável durante a operação, inviabilizando sua testagem. As geometrias de difusores escolhidos foi resultado de pesquisa em trabalhos realizados anteriormente e foi realizada a impressão 3D em plástico ABS do difusor Lens C-II, esta geometria resultado do trabalho de OHYA e KARASUDANI (2010), onde após experimentação de diferentes geometrias a Lens C-II alcançou bons resultados, elevando o coeficiente de potência 2,5 vezes em relação a turbina livre e ainda reservando um tamanho compacto, facilitando a construção e manutenção. A seleção da segunda geometria foi baseada na nas conclusões de ARANAKE et al. (2015), onde a geometria baseada no perfil Selig S1223 obteve o maior ganho de fluxo mássico entre as consideradas. Os difusores foram construídos com mesmo comprimento uma vez que essa dimensão influi o desempenho do difusor. O modelo com as instrumentações necessárias para coleta de dados foi testado no túnel de vento do Laboratório de Energia e Ambiente (LEA-UnB). Sua seção de testes e instalação do modelo reduzido serão detalhadas posteriormente neste trabalho. Foram ensaiadas as três configurações do rotor com e sem difusor instalado (para cada uma das geometrias) com velocidades do escoamento não perturbado à 8 e 10 m/s e diferentes posições do rotor de 4 pás com velocidade do escoamento não perturbado à 8 m/s.

NUNES (2017) comenta os resultados de seu trabalho experimental argumentando que ainda que tenha desempenhado melhor entre os dois modelos ensaiados, o difusor Lens C-II apresentou um aumento de potência menor que o registrado em OHYA e KARASUDANI (2010) devido a impossibilidade de melhor posicionamento no rotor. Também argumenta que a queda no desempenho observada no difusor Selig S1223 se deve ao seu comprimento reduzido comparado ao modelo original de ARANAKE et al. (2015). O erro máximo dos resultados de coeficiente de potência apresentados é de 14%.

1.6 OBJETIVOS

O Trabalho tem como objetivo geral realizar o estudo numérico de turbinas livres de eixo horizontal equipadas com difusores empregando *software* comercial. Os objetivos específicos para as duas etapas são:

- Desenvolvimento de metodologia de simulação numérica de escoamentos turbulentos e de transição adotando o pacote comercial ANSYS CFX;
- Verificação do impacto do refinamento de malha nos resultados, buscando otimização de recurso computacional e resultados satisfatórios;
- Validação do modelo computacional com resultados provenientes de estudos experimentais realizados anteriormente;
- Determinação do efeito de instalação do difusor em turbinas de eixo horizontal por meio do levantamento da curva de desempenho do conjunto e comparação com o desempenho da turbina livre;
- Verificação dos efeitos da instalação do difusor no escoamento por meio do estudo da esteira turbulenta próxima;
- Estudo paramétrico do desempenho de turbinas com difusores e comportamento da esteira próxima para diferentes características geométricas do conjunto.

2 TEORIA DE TURBINAS LIVRES DE EIXO HORIZONTAL E DIFUSORES

O embasamento teórico para o estudo de turbinas livres de eixo horizontal e difusores é apresentado, apresentando os conceitos pertinentes as metodologias empregadas neste trabalho.

2.1 AERODINÂMICA DE TURBINAS LIVRES

Uma turbina de eixo livre é um dispositivo que extrai parte da energia cinética do escoamento. Perdendo parte de sua energia, o fluido constituinte do escoamento deve desacelerar, mas somente o fluxo mássico que atravessa o disco resultante da projeção da rotação completa do rotor é afetada. Definindo-se um volume de controle que engloba o somente o escoamento perturbado pelo rotor, a superfície de fronteira pode ser estendida a jusante e a montante do rotor formando um longo tubo circular de linhas de corrente: um tubo de velocidade. Como por hipótese não há transferência de massa pela superfície lateral do tubo, o volume mássico de ar é constante em qualquer estação do tubo.

O fluido englobado no tubo desacelera após o conversor, mas como efeitos de compressão são desprezados devido ao baixo Ma , a área da seção transversal do tubo a jusante do conversor deve se expandir, conforme mostra a Fig. (2.1).

A presença da turbina provoca no escoamento próximo a montante sua gradual desaceleração desde sua velocidade não perturbada. Como nenhum trabalho foi realizado pelo ou sobre o fluido, o decréscimo de sua energia cinética provoca o aumento da pressão estática, e, a passagem pelo rotor provoca uma queda da mesma a um valor abaixo da pressão de referência. A região imediatamente após o rotor é chamada de esteira, onde o escoamento se encontra com pressão estática e velocidade reduzidas. Somente após uma distância grande o suficiente, a pressão estática retorna ao valor de referência, entretanto, a energia cinética contida no fluido no tubo de velocidade anterior a turbina não é recuperada.

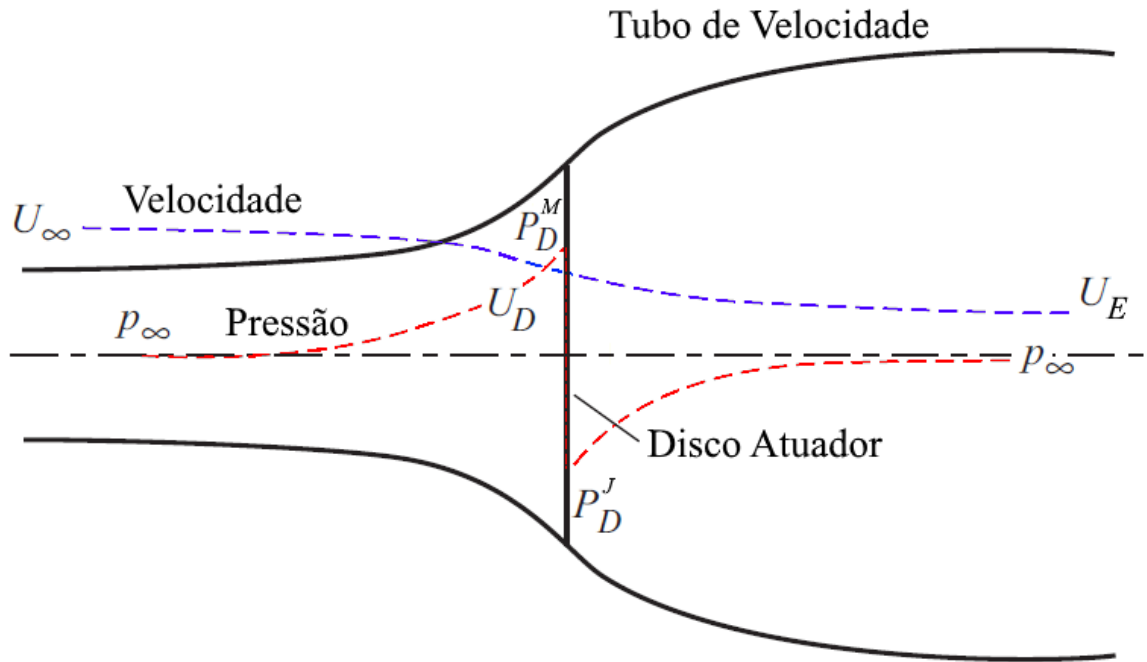


Figura 2.1. Representação do disco atuador e tubo de velocidade. Adaptado de Burton et al. (2001)

2.2 TEORIA DO DISCO ATUADOR

A Figura (2.1) descreve a variação de propriedades ao longo do tubo de linhas de corrente, mas não especifica como a turbina atua sobre o escoamento ou as características aerodinâmicas das pás. O disco atuador é uma extrapolação para servir como ponto de partida da análise aerodinâmica das turbinas livres de eixo horizontal. Esta teoria aborda apenas a extração de energia do escoamento mas não desenvolve nenhum método de efetiva conversão desta energia. Portanto, o disco atuador é, neste momento, uma caixa preta onde apenas descreve-se a variação das propriedades do escoamento na entrada e saída do mesmo. Ademais, hipóteses simplificadoras são adotadas: O conversor de energia não trabalha com perdas; o fluido é invíscido e nenhuma rotação é adicionada ao escoamento a jusante.

O fluxo mássico constante em qualquer estação do tubo de linhas de corrente é expresso pela equação

$$\dot{m} = \rho A_\infty U_\infty = \rho A_D U_D = \rho A_E U_E, \quad (2.1)$$

Onde os subscritos identificam: ∞ , região do escoamento não perturbado; D, do disco; E, esteira distante.

A presença do disco provoca uma variação da velocidade não perturbada, de modo que a componente axial da velocidade ao longo do disco é

$$U_D = U_\infty (1 - a), \quad (2.2)$$

Onde a é o fator de indução axial do escoamento, definido como uma variação das velocidade não perturbada e velocidade no disco:

$$a = \frac{U_\infty - U_D}{U_\infty}. \quad (2.3)$$

A variação da quantidade de movimento devido a mudança da velocidade antes do disco (U_∞) e após o disco (U_E) é descrita por:

$$\text{Variação da quant. de movimento} = (U_\infty - U_E) \dot{m} = (U_\infty - U_E) \rho A_D U_D. \quad (2.4)$$

A força que impõe esta variação da quantidade de movimento é provocada pela diferença das pressões imediatamente antes e após o disco

$$(p_D^M - p_D^J) A_D = (U_\infty - U_E) \rho A_D U_\infty (1 - a), \quad (2.5)$$

Onde os sobrescritos indicam: M , montante e J , jusante.

A diferença de pressão ($p_D^M - p_D^J$) é obtida pela equação de Bernoulli. Visto que a mesma requisita que a energia total entre dois pontos não pode ser aplicada através de uma máquina de fluxo (variação de energia cinética), aplica-a separadamente a montante e a jusante do escoamento, considerando a massa específica e energia potencial constantes:

$$\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 + p_\infty = \frac{1}{2} \rho U_D^2 + p_D^M \quad (2.6)$$

Para o escoamento a montante, e

$$\frac{1}{2} \rho U_E^2 + p_\infty = \frac{1}{2} \rho U_D^2 + p_D^J \quad (2.7)$$

Para o escoamento a jusante. Subtraindo Eq. (2.7) da Eq. (2.6) obtém-se uma expressão para a diferença de pressão:

$$(p_D^M - p_D^J) = \frac{1}{2} \rho (U_\infty^2 - U_E^2). \quad (2.8)$$

Substituindo o resultado na Eq. (2.5):

$$\frac{1}{2} \rho (U_\infty^2 - U_E^2) A_D = (U_\infty - U_E) \rho A_D U_\infty (1 - a). \quad (2.9)$$

Assim, a velocidade na esteira distante (U_E) é dada pela Eq. (2.10). Observa-se que metade da perda de velocidade do escoamento ocorre a montante do disco e outra metade a jusante.

$$U_E = U_\infty (1 - 2a) \quad (2.10)$$

A força axial (T) provocada pela diferença de pressões sobre as faces paralelas do disco é encontrada substituindo a Eq. (2.10) na Eq. (2.9),

$$T = (p_D^M - p_D^J) A_D = 2\rho A_D U_\infty^2 a(1-a), \quad (2.11)$$

Que é precisamente o empuxo provocado pela queda de pressão no disco. A potência extraída do escoamento ao percorrer o disco é então definida:

$$\text{Potência} = 2\rho A_D U_\infty^3 a(1-a)^2. \quad (2.12)$$

A energia disponível no escoamento é a energia cinética descrita pelo fluxo mássico passando por A_D , de modo que o coeficiente de potência (C_P) é então descrito como a razão da energia convertida pelo disco pela energia total disponível,

$$C_P = \frac{2\rho A_D U_\infty^3 a(1-a)^2}{\frac{1}{2}\rho A_D U_\infty^3} = 4a(1-a)^2. \quad (2.13)$$

O valor máximo de C_P pode ser obtido derivando a Eq. (2.13) em função de a e igualando a zero. Se verifica que $C_{P,max}$ é aproximadamente 0,59 quando o fator de indução axial vale 1/3. Este limite teórico foi encontrado por diferentes pesquisadores independentes (Frederick W. Lanchester em 1915, Albert Betz em 1919 e Nikolay Zhukowsky em 1920) e ficou conhecido como limite de Betz. Jamais uma turbina livre atingiu coeficiente de potência superior ao limite de Betz, o que é esperado visto as hipóteses simplificadoras adotadas, compatíveis com uma máquina ideal. Outra conclusão resultante do Limite de Betz é que a potência extraída é máxima quando a velocidade do escoamento no disco vale 2/3 da velocidade do fluido não perturbado, de acordo com a definição de a .

O empuxo (T) pode ser adimensionalizado definindo o coeficiente de empuxo em função do fator de indução axial,

$$C_T = \frac{T}{\frac{1}{2}\rho A_D U_\infty^2} = 4a(1-a). \quad (2.14)$$

O coeficiente de empuxo é uma forma de estimar o quanto o conversor afeta o escoamento na esteira devido à desaceleração do mesmo. Conforme C_T aumenta, a expansão da esteira cresce e por consequência, também a queda da velocidade axial não perturbada no perfil de velocidade na esteira.

2.3 TEORIA DO DISCO ROTATIVO

A geometria das pás determina a forma e eficiência com que a turbina converte energia do escoamento em trabalho mecânico. As turbinas de eixo horizontal apresentam um rotor com um número de pás girando à velocidade angular (Ω) em um eixo paralelo a direção do escoamento. Em um cenário

ideal, o escoamento a montante das pás possui componente de velocidade tangencial nula. A varredura das pás compõe um disco, que provoca uma queda de pressão ao passo que o escoamento o atravessa, conforme descrito na teoria do disco atuador. A diferença de pressão é provocada pelo design aerodinâmico das pás, que devido a sua velocidade angular adiciona rotação no escoamento a esteira do rotor. Esta rotação se constitui ao custo de uma parcela da energia total do escoamento, reduzindo C_P para um valor abaixo do Limite de Betz (que adota como hipótese apenas variação do momento linear e empuxo). Para manter o momento angular, a rotação na esteira deve-se opor ao torque do rotor, este provocado pela distribuição de forças tangenciais ao longo das pás.

O escoamento a montante do rotor é desprovido de componente tangencial de velocidade. Ao longo da espessura das pás o mesmo é acelerado tangencialmente, de modo que a rotação adquirida é constante ao longo da esteira. Define-se a razão de velocidade de ponta de pá, que relaciona a velocidade tangencial das pontas das pás com a velocidade axial do fluido não perturbado

$$\lambda = \frac{R\Omega}{U_{\infty}}. \quad (2.15)$$

A energia convertida pela turbina tem relação fundamental com λ , de modo que as características de potência de máquina de fluxo são descritas por curvas de desempenho $C_P \times \lambda$, permitindo o estudo do desempenho de turbinas em função da rotação das pás e velocidade do fluido não perturbado. Uma curva $C_P \times \lambda$ típica de uma turbina de eixo livre mostra que a potência máxima é obtida por volta de um patamar centrado em um valor de λ a partir do qual começa a decrescer conforme a razão de velocidade de ponta de pá aumenta. Quando a razão de ponta de pá se torna muito elevada, o arrasto devido a configuração das componentes de velocidade atuantes sobre as pás somados aos vórtices de ponta afetam em demasia o desempenho, levando a condição de estol. É de interesse o controle de rotação das turbinas ser ativo para garantir que a mesma esteja operando dentro do patamar de maior conversão de energia, assim como o projeto de pás que desenvolvam o intervalo mais amplo de operação possível por meio de seu comportamento aerodinâmico.

2.4 TEORIA DE DIFUSORES

Na literatura, diversos conceitos foram documentados baseados na adição de aparatos (geralmente estáticos) aos rotores que provocassem o aumento da energia convertida em relação a área de rotor, permitindo ultrapassar o limite teórico de Betz. Os difusores compõe uma das categorias mais estudadas entre essas soluções. Entre as configurações de geometrias possíveis, uma delas é a instalação de um difusor com perfil de aerofólio que provoque a geração de sustentação pelo escoamento, provocando vórtices que induzam o aumento de velocidade do fluido na região interior do difusor (Vries, 1979), segundo previsto o Teorema de Kutta Joukowski. Outra abordagem é o uso de difusores flangeados nos quais os vórtices gerados na região de baixa pressão após a flange induzam o aumento de velocidade do escoamento na entrada do difusor (Abe et al., 2003 e Ohya et al., 2008). Evidente que o aumento de

velocidade do escoamento sobre o rotor é de primeiro interesse aos projetistas de turbinas, uma vez que a extração de potência do escoamento está relacionado (teoricamente) a velocidade do escoamento não perturbado a terceira potência. Desta forma, um dos principais interesses no uso de difusores é poder empregar conjuntos de turbina e difusor compactos capazes de atingir capacidades entregues por turbinas livres de diâmetros maiores.

Os parâmetros básicos que quantifica o desempenho de uma turbina de eixo livre com difusor são abordados por IGRA (1980). As hipóteses da análise desenvolvida naquele trabalho são: todo o campo de escoamento é unidimensional e se encontra em regime permanente; o fluido é considerado incompressível (coerente com as velocidade típicas de operação muito abaixo do regime transônico); as perdas do conjunto são negligenciáveis e o escoamento não perturbado só possui componente de velocidade axial.

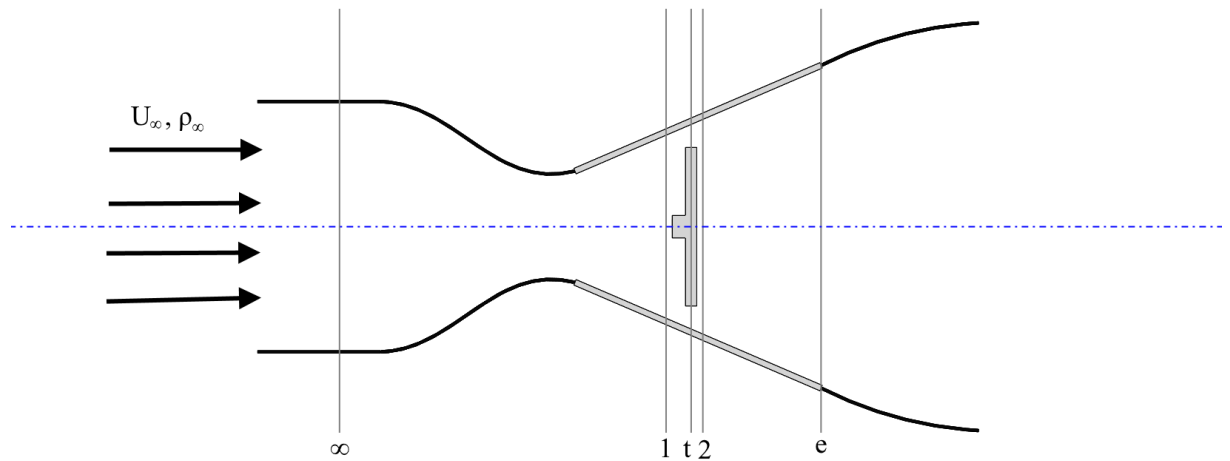


Figura 2.2. Esquema das estações principais de um conjunto rotor-difusor.

Define-se então o fator de carga (C_D) da turbina, ou melhor, do disco atuador em função das pressões totais imediatamente a montante e a jusante do disco, indicados pelos subscritos 1 e 2 respectivamente, na Fig. (2.3).

$$C_D = \frac{P_{T1} - P_{T2}}{\frac{1}{2} \rho U_t^2}. \quad (2.16)$$

Assumindo apenas escoamento axial entre 1 e 2 e $A_1 = A_t = A_2$, as pressões totais podem ser substituídas pelas pressões estáticas em cada estação,

$$C_D = \frac{P_1 - P_2}{\frac{1}{2} \rho U_t^2}. \quad (2.17)$$

O coeficiente de recuperação efetiva de pressão no difusor é dado pela pressão na saída do difusor (estação e) e a jusante do rotor (estação 2),

$$C_{pr} = \frac{P_e - P_2}{\frac{1}{2} \rho U_t^2}. \quad (2.18)$$

A pressão na saída do difusor pode ser adimensionalizada pelo coeficiente de pressão na saída, relacionando a pressão estática e velocidade do escoamento não perturbado

$$C_{pe} = \frac{P_e - P_\infty}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}. \quad (2.19)$$

O desempenho do conjunto turbina-difusor pode ser avaliado pelo fator de ampliação r , este sendo a razão entre potência convertida pelo conjunto e o desempenho da mesma turbina livre operando idealmente no limite de Betz,

$$r = \frac{\Delta p_T Q}{0,593 * \frac{1}{2} \rho U_\infty^3 A_t}. \quad (2.20)$$

Onde ΔP_T é a queda na pressão total do escoamento ao percorrer o conjunto e Q a taxa volumétrica de fluido passando pelo difusor. Considerando apenas escoamento axial através da turbina, pode-se considerar $\Delta p_T = p_2 - p_1$ e $Q = U_t A_t$. Reescreve-se a diferença de pressões estáticas em termos do C_D e U_t . Ademais, pela equação da continuidade pode-se associar r às áreas de seção transversal do escoamento não perturbado (identificada pelas linhas de corrente ainda não perturbadas a montante do conjunto, representadas na Fig. (2.3), na estação ∞) e do rotor, permitindo obter as relações

$$r = \frac{C_D}{0,593} \left(\frac{U_t}{U_\infty} \right)^3; \quad (2.21)$$

$$r = \frac{C_D}{0,593} \left(\frac{\dot{m} \rho A_\infty}{\dot{m} \rho A_t} \right)^3 = \frac{C_D}{0,593} \left(\frac{A_\infty}{A_t} \right)^3. \quad (2.22)$$

É aparente que para um conjunto de rotor-difusor há um valor ótimo de C_D , claramente verificado reorganizando o termo $\Delta P_T Q$ em função de C_D ,

$$Potência = \frac{1}{2} \rho U_t^2 C_D Q. \quad (2.23)$$

A potência convertida é proporcional a C_D . Pelas hipóteses consideradas tem-se que o aumento de C_D leva ao decréscimo de A_∞ , de forma a respeitar o fluxo mássico constante, e, no limite que C_D tende a infinito o fluxo de massa ao longo do conjunto rotor turbina se torna nulo, assim como a potência convertida.

Isolando P_e da Eq. (2.18) e P_2 da Eq. (2.17), a aplicação das expressões resultantes na Eq. (2.19), resulta em:

$$C_{pe} = \left(\frac{1}{2} \rho U_t^2 C_{pr} + p_1 - \frac{1}{2} \rho U_t^2 C_D - p_\infty \right) / \left(\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 \right). \quad (2.24)$$

Aplicando a equação de Bernoulli entre as estações 1 e ∞ , respeitando assim a conservação de energia do volume de controle, resulta em:

$$p_1 - p_\infty = \frac{1}{2} \rho (U_\infty^2 - U_t^2). \quad (2.25)$$

Aplicando a diferença de pressões estáticas entre as estações 1 e ∞ definida pela Eq. (2.25) na Eq. (2.22) fornece:

$$C_{pe} = (C_{pr} - C_D) \left(\frac{U_t}{U_\infty} \right)^2 + 1 - \left(\frac{U_t}{U_\infty} \right)^2. \quad (2.26)$$

Se valendo do mesmo artifício da conservação de massa usado na derivação da Eq. (2.22), se obtém uma razão entre as áreas de seção transversal nas estações ∞ e t , que pode ser substituída na equação do fator de ampliação, Eq. (2.22):

$$\frac{A_\infty}{A_t} = \sqrt{\frac{1 - C_{pe}}{1 + C_D - C_{pr}}}; \quad (2.27)$$

$$r = \frac{C_D}{0,593} \left(\frac{1 - C_{pe}}{1 + C_D - C_{pr}} \right)^{3/2}. \quad (2.28)$$

A equação (2.28) é uma importante ferramenta para uma primeira análise do desempenho de um conjunto rotor difusor, pois associa o aumento de potência convertida a coeficientes de pressão, que podem ser determinados com relativa facilidade. A determinação do valor ótimo de C_D - que implica a maior conversão de energia, pode ser feita derivando e Eq. (2.28) em função de C_D e igualando a zero. A obtenção do valor é simplificada assumindo que C_{pe} e C_{pr} são independentes de C_D :

$$C_{D,opt} = 2(1 - C_{pr}). \quad (2.29)$$

A simplificação adotada que C_{pe} e C_{pr} são independentes de C_D pode ser considerada a uma suposição forte, entretanto Foreman, Gilbert e Oman (1977) argumentam que o fator de carga praticamente não sofre influência do coeficiente de pressão na saída do difusor, pelo menos em geometrias de difusor tradicionais.

Substituindo o valor ótimo do fator de carga na equação do fator de ampliação, Eq. (2.18), resulta em uma expressão para o fator de ampliação máximo, r_{max} :

$$r_{max} = 0,649 \sqrt{\frac{(1 - C_{pe})^3}{1 - C_{pr}}}. \quad (2.30)$$

O C_{pr} pode ser expresso em função da eficiência do difusor η , que o associa com a pressão de recuperação ideal do difusor (hipótese de incompressibilidade de fluido):

$$C_{pr,ideal} = 1 - \left(\frac{A_t}{A_e} \right)^2; \quad (2.31)$$

$$\eta \equiv \frac{C_{pr}}{C_{pr,ideal}}. \quad (2.32)$$

O fator de ampliação máximo pode ser reescrito a partir de η e $C_{pr,ideal}$ resultando na seguinte equação:

$$r_{\max} = 0,649 \sqrt{\frac{(1 - C_{pe})^3}{1 - \eta \left[1 - \left(\frac{A_t}{A_e} \right)^2 \right]}}. \quad (2.33)$$

Esta relação permite visualizar com clareza como os parâmetros definidos influenciam no aumento de potência convertida pela presença do difusor, podendo sintetiza-los nos seguintes pontos:

- A pressão na saída do difusor deve ser a menor possível (C_{pe} negativo quando a pressão na saída é subatmosférica, condição desejada e alcançada experimentalmente por Igra, 1980 e Ohya, 2008, a título de exemplo)
- Para uma razão fixada A_t / A_e , η deve ser maior possível. Altos valores de eficiência do difusor podem ser alcançados trabalhando o retardamento do descolamento da camada limite nas paredes do difusor ao mesmo tempo que se busca ângulos de inclinação razoavelmente altos para se obter uma geometria do difusor compacta. Conciliar efetivamente os dois objetivos pode ser um desafio.
- Para η fixado, a razão A_e / A_t deve ser a maior possível.

2.5 DIFUSORES COM PERFIL DE AEROFÓLIO EM NÚMERO DE REYNOLDS BAIXO

O emprego de aerofólios revolucionados em torno do eixo axissimétrico para confecção da estrutura anular é uma das principais alternativas em projetos de difusores. Nestes casos se objetiva o máximo incremento de fluxo mássico na região interna do difusor. O incremento é obtido devido a força de sustentação associada a cada seção azimutal de aerofólio apontada para o eixo de simetria do anel. A soma vetorial dessas forças é nula, entretanto há promoção de circulação em forma de anel de vórtice (*vortex ring*) induzida ao escoamento próximo para o interior do anel, que se traduz em aumento de fluxo mássico (HANSEN, 2000).

Conforme o enunciado do teorema de Kutta-Joukowski, a sustentação por unidade de envergadura de um aerofólio é proporcional a circulação que ele induz ao escoamento (Fig. 2.3). Se torna evidente que difusores com perfil de aerofólio (que são asas anulares) são candidatos promissores para o incremento de potência das turbinas.

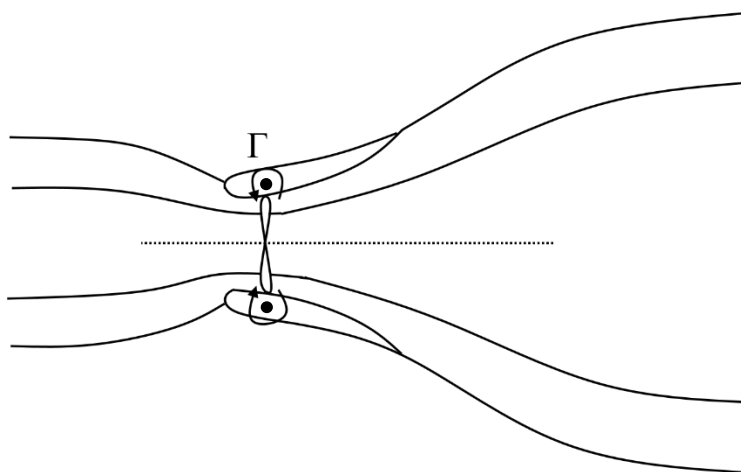


Figura 2.3. Conceito de circulação no escoamento devido a presença do difusor.

O projeto do aerofólio é crucial e qualquer modificação de sua geometria pode provocar variações sensíveis no desempenho do aerofólio, conforme é exemplificado na Fig. (2.4). Vê-se que o aerofólio modificado apresenta considerável queda de desempenho, mesmo com a modificação se restringindo a borda externa do difusor.

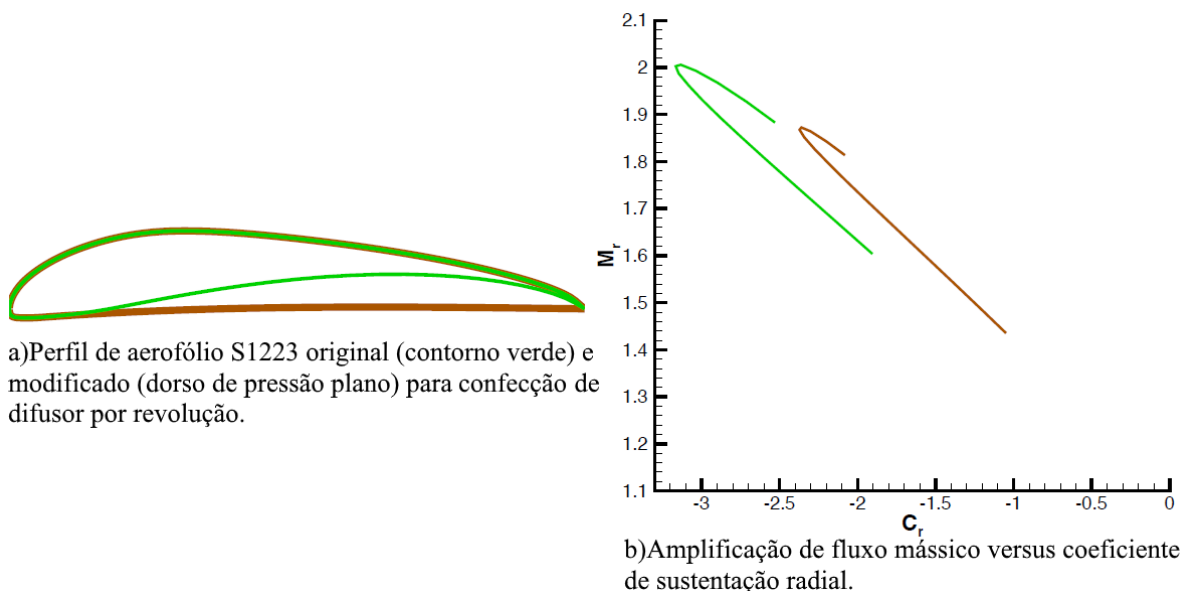


Figura 2.4. Análise de geometria modificada do aerofólio S1223. Adaptado de Aranake et al. (2013).

Turbinas que operam em baixa velocidade de escoamento e de diâmetros reduzidos (por exemplo o grupo conhecido como *Small Scale Wind Turbines* - SSWT), se encontram na faixa de número de

Reynolds baixo ($10^4 < Re < 10^5$). Nestas condições o escoamento adjacente as paredes da estrutura *corre o risco* de não transicionar (sair *espontaneamente* do regime laminar para turbulento) pois a estabilidade das ondas de Tollmien-Schlichting não é perturbada o suficiente para promover o regime turbulento. A não transição é considerada um risco pois leva ao aparecimento de bolhas de separação laminar (*Laminar Separation Bubble* – LSB), que ocorrem quando, sob o campo adverso de pressão, a camada limite laminar se separa da parede antes de atingir a transição. A transição então ocorre no escoamento livre (*free shear layer*), aderindo posteriormente já em regime turbulento (Fig. 2.5). Essa região de separação é conhecida como LSB. É caracterizada pela estagnação e recirculação de fluido com baixa fricção, atuando como um pseudo incremento da espessura de parede responsável pela degradação de desempenho e alto arrasto observados em aerofólios operando em baixo *Re* quando comparados a aerofólios de alto *Re*. A degradação é mais acentuada conforme aumenta a extensão da bolha sobre o dorso superior, podendo em certos casos ocupar praticamente toda a corda, prejudicando a distribuição de pressão no aerofólio e consequente redução de sustentação do mesmo. (HOUGHTON; CARPENTER, 2003; LYON et al., 1997; SELIG, 2003).

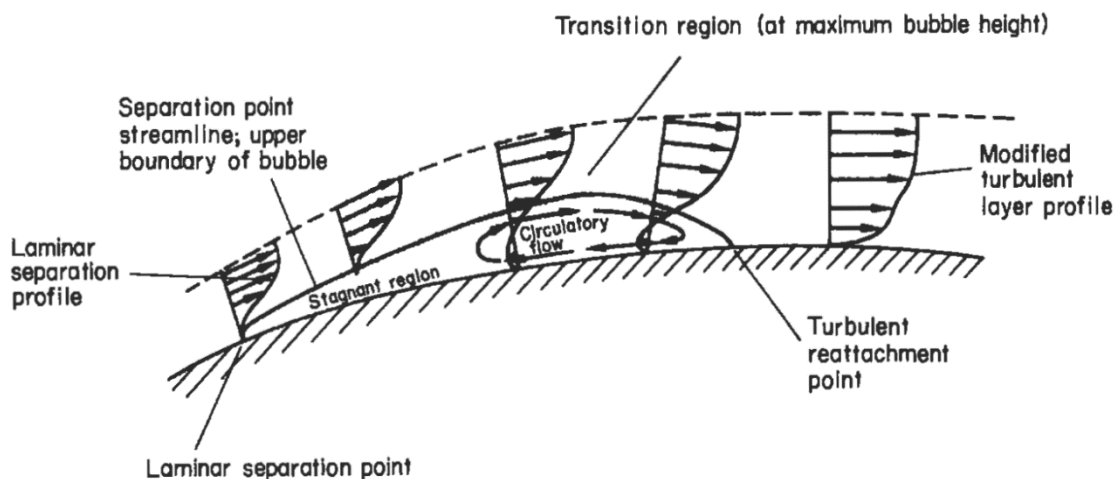


Figura 2.5. Bolha de separação laminar sobre uma superfície. Adaptado de Houghton e Carpenter (2003).

Com a supressão da ocorrência de LSB ou mitigação de seus efeitos, se espera um ganho de desempenho aerodinâmico do aerofólio. Uma forma de atingir esse objetivo é o uso de *boundary layer trips* – BLT. Como o nome sugere, a intenção desses aparatos é induzir a transição prematura da camada limite ao estado turbulento como forma de energizá-la e assim manter o escoamento aderido à parede. Nas Figuras (2.6) e (2.7), é apresentado exemplos de BLT. Se trata de um obstáculo físico, um pequeno ressalto no aerofólio que perturba o escoamento promovendo a transição do mesmo.

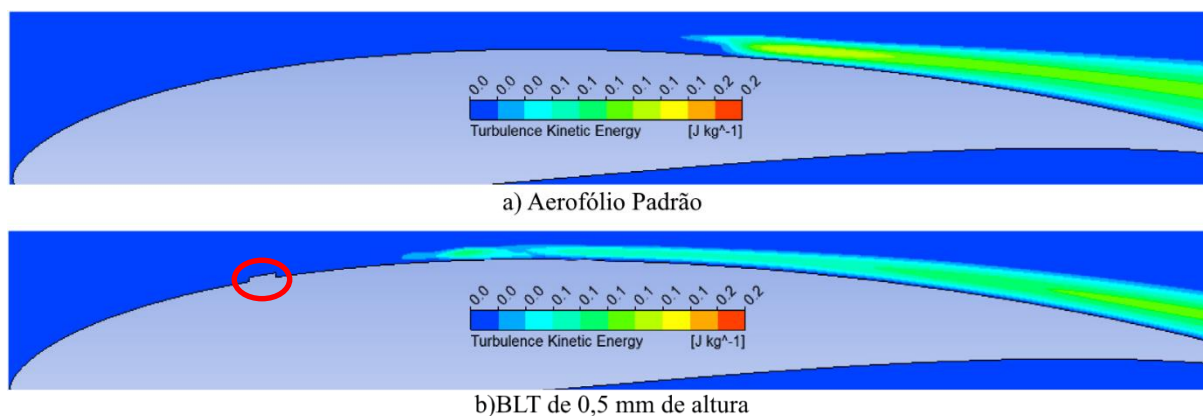


Figura 2.6. Estudo numérico de aplicação do BLT no aerofólio E216. Observa-se o adiantamento do regime turbulento através da distribuição de energia cinética turbulenta (vista lateral). Adaptado de Sreejith e Sathyabhama (2018).

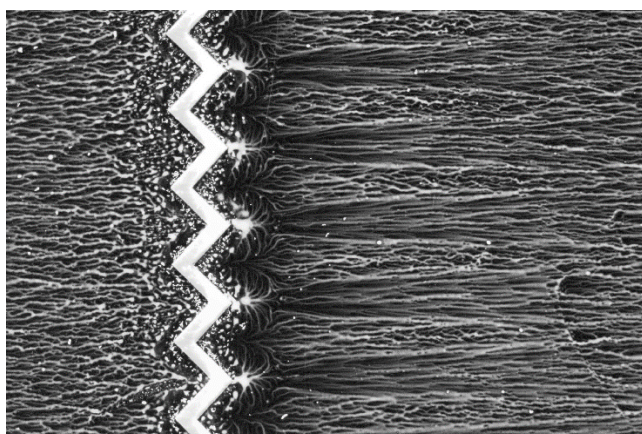


Figura 2.7. Visualização do escoamento por spray de óleo em um aerofólio com BLT do tipo zig-zag (vista superior). Adaptado de Selig (2003).

O emprego do BLT deve ser realizado com precaução. A altura do aparato, posição relativa a corda, ângulo de ataque do aerofólio e Re são determinantes nos resultados atingidos. Em Re acima de $2 \cdot 10^5$ o arrasto induzido pela existência do aparato prevalece sobre os benefícios esperados (SREEJITH & SATHYABHAMA, 2018). Se trata de um fino balanço entre redução do arrasto proveniente da bolha de separação e as componentes de arrasto devido a fricção (maior em regime turbulento que laminar) e induzido pelo obstáculo físico que é a BLT. Quando os últimos efeitos são predominantes sobre o primeiro, o desempenho do aerofólio é prejudicado (menor razão C_l/C_d). Logo, a aplicabilidade do BLT é limitada a uma faixa de operação reduzida, mas na qual se enquadram as SSWT e difusores compactos.

2.6 GERAÇÃO DE VORTICES E MODELAGEM DO COMPORTAMENTO DA ESTEIRA

O escoamento ao longo de uma asa finita posicionado de modo a gerar sustentação positiva, deve desenvolver uma pressão média no intradorso maior que a no extradorso. Portanto estas regiões são respectivamente nomeadas lados de pressão e de sucção, dado que o ar é impelido a ocupar a região de menor pressão. Uma partícula de ar que a partir do bordo de ataque do aerofólio percorre o extradorso adquire componente de velocidade em direção ao plano médio definido pela corda do aerofólio, enquanto uma partícula que percorre o intradorso adquire uma componente de velocidade que tende a afastá-la do plano médio. Dessa forma, há uma descontinuidade na direção das velocidades no bordo de saída, significando que a interface entre os fluxos de sucção e pressão é uma camada de vórtices que compõe a esteira do escoamento, conhecidos como ‘*trailing vortices*’ (uma interface no escoamento onde há uma variação abrupta das velocidades tangenciais logo acima e abaixo da mesma, ‘*vortex sheet*’).

Na teoria de aerodinâmica clássica, um tubo de vórtice (onde a intensidade de vorticidade é constante em qualquer seção transversal) de área transversal infinitesimal é nomeado um filamento de vórtice com intensidade Γ , pode modelar o escoamento quase invíscido em torno de um aerofólio para ângulos de ataque pequenos (MILNE-THOMSON, 1973). Nesta condição a força de sustentação (L_a) pode ser descrita pelo Teorema de Kutta-Joukowski como:

$$L_a = \rho U_\infty \times \Gamma. \quad (2.34)$$

Uma asa finita pode então ser entendida pelo escoamento como um circuito de filamento de vórtice em torno de um volume de fluido e a sustentação calculada por uma série de filamentos de vórtice ao longo de sua envergadura, conforme dito pelo Teorema de Stokes e apresentado pela Fig. (2.8).

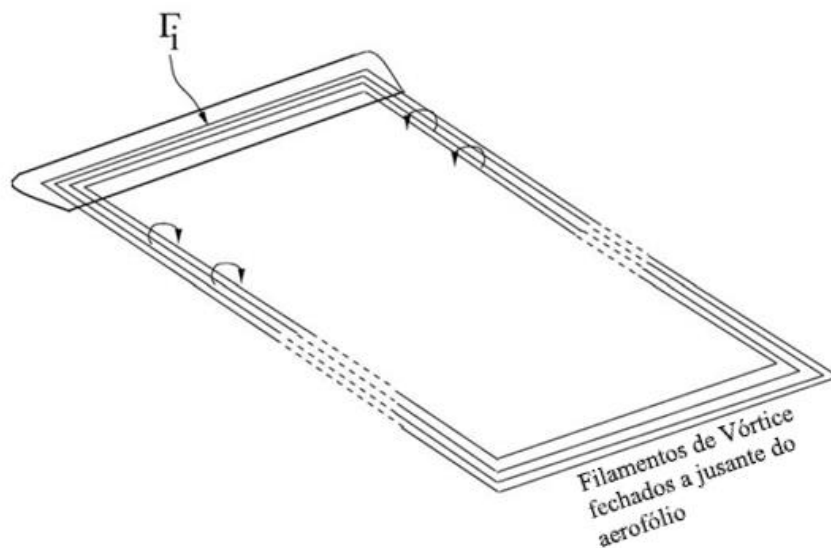


Figura 2.8. Filamentos de vórtice fechados e cercados (*bounded*) que descrevem a geração de vórtices na esteira de uma aerofólio. Adaptado de Hansen (2008).

A geração de vórtices na esteira do aerofólio finito é, entretanto, um fenômeno instável, de modo que os vórtices gerados das pontas (*tip vortices*) enrolam-se em torno de si mesmos como bordas de longos rolos de fino papel quando estendidos, como sugere a Fig. (2.9).

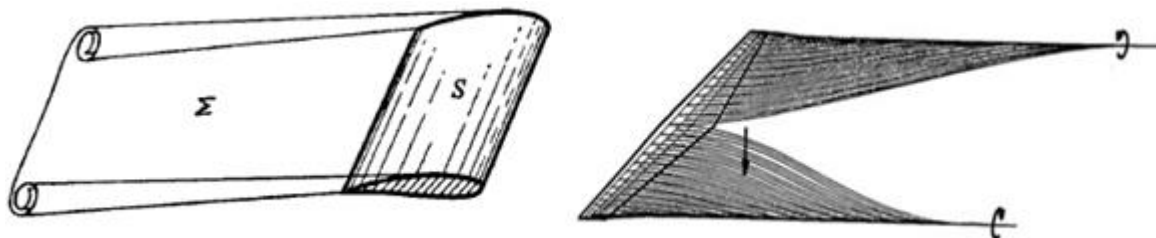


Figura 2.9. Esquema do comportamento dos vórtices a partir do bordo de fuga de um aerofólio. Adaptado de Milne-Thomson (1973) e Hansen (2008).

A descrição da esteira real situa-se então, em algum lugar entre a discretização da esteira por filamentos de vórtices fechados (*bounded vortices*) e a ocorrência de vórtices de ponta que descrevem um padrão helicoidal, Fig. (2.10).

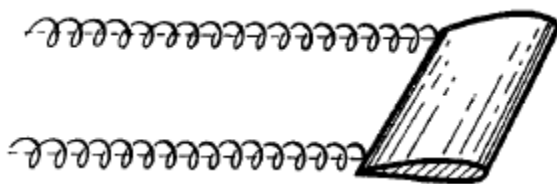


Figura 2.10. Esquema de vórtices de ponta partindo do bordo de fuga de um aerofólio finito. Adaptado de Milne-Thomson (1973).

O rotor de uma turbina livre de eixo horizontal consiste de pás rotativas com perfis de aerofólio e o sistema de vórtices desenvolvidos ao longo da esteira é similar aos modelos para aerofólio em translação pura. Em movimento rotativo, o *vortex sheet* descreve um percurso helicoidal a jusante do rotor. Os vórtices de ponta se situam nas bordas da esteira e os vórtices provocados na região central do rotor se desenvolvem ao longo de uma trajetória aproximadamente linear consoante com o eixo de rotação do rotor. O ângulo helicoidal da trilha está diretamente relacionado a λ (WILSON; LISSAMAN, 1974).

As considerações sobre o desenvolvimento da esteira de um rotor constituem um campo de muito interesse no desenvolvimento de turbinas livres, visto que a esteira gerada por uma turbina pode afetar significativamente turbinas próximas a jusante. Entre as consequências, Hansen (2008) cita a velocidade média reduzida da esteira, que por sua vez reduz a potência máxima gerada pelas turbinas subsequentes; a amplificação das solicitações mecânicas por conta da turbulência inerente a esteira e o prejuízo ao controle das condições de operação via ângulo de arfagem das pás. Este trabalho se restringe a avaliação

da esteira próxima, com fronteira delimitada pela isosuperfície em que a pressão local se iguala a pressão de referência.

2.7 MÉTODO DOS ELEMENTOS DE PÁ

As pás do rotor descrevem uma circunferência de raio igual a distância da ponta de pá ao centro do rotor. O menor segmento de reta que liga a ponta da pá ao centro do rotor e perpendicular ao eixo de rotação é chamado de eixo da pá, servindo de referência para medir o ângulo de arfagem local da pá em uma posição ao longo de sua extensão radial. Uma projeção do perfil da pá em um plano paralelo ao eixo da pá permite descrever sua forma geométrica naquele plano. O conjunto destas curvas em suas sucessivas estações ao longo da extensão do segmento de reta define a geometria tridimensional da pá.

A porção da pá compreendida pelas projeções localizadas em posições arbitrárias do eixo da pá (r e $r + dr$) é chamada de elemento de pá e por meio deste, é possível desenvolver uma relação entre a geometria da pá e suas propriedades aerodinâmicas, vide Fig. (2.11). Este método é conhecido por *Blade Element Momentum theory (BEM)*. A sua dedução clássica foi desenvolvido por Glauert (1935). As condições a montante e forças agindo em cada elemento são calculadas e então a integralização dos resultados em todos elementos fornece uma importante ferramenta pra estudar o comportamento aerodinâmico das pás.

Esta teoria adota duas hipóteses. Estas sendo: Não há dependência radial entre elementos, isto é, um elemento não nota os fenômenos que ocorrem nos adjacentes. A força dos elementos das pás no escoamento em cada elemento anular é constante, condição correspondente a um rotor de infinito número de pás (HANSEN, 2008). Duas correções são aplicadas para obtenção de resultados preliminares de potência e torque em rotores reais. A primeira, *tip loss factor* proposta por Prandtl que corrige a hipótese de infinitas pás e a correção de Glauert do C_T , devido a distorção nos resultados para a maior que 0,4 (HANSEN, 2008).

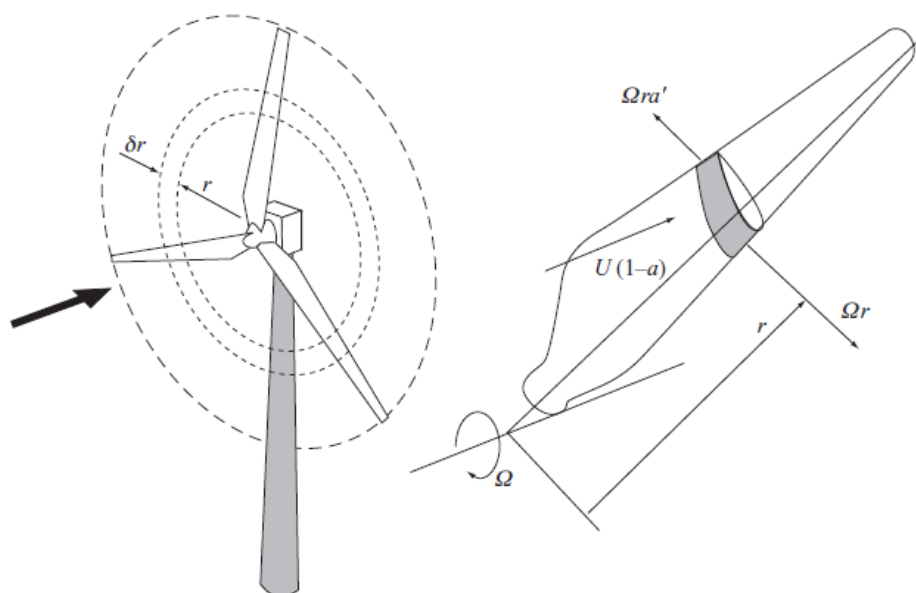


Figura 2.11. Descrição geométrica do elemento de pá. Adaptado de Burton (2011).

3 MODELAGEM NUMÉRICA

O embasamento teórico para modelagem numéricas de aplicações de dinâmica dos fluidos computacionais é exposto, apresentando os pontos pertinentes a elaboração de uma boa metodologia.

3.1 EQUAÇÕES GOVERNANTES

O objetivo da Física em sua motivação primária é a correta interpretação de como o universo e seus componentes se comportam, seja em escala macro ou microscópica. A ferramenta elementar para descrever os mais diversos fenômenos que ocorrem com a matéria são as equações governantes. Estas são modelos matemáticos elaborados para resolver variáveis desconhecidas pertinentes ao problema estudado. Na dinâmica dos fluidos há três dessas equações que descrevem o comportamento de um escoamento, cada uma respectivamente associada a três princípios físicos. Estes sendo: conservação da massa; variação da quantidade de movimento e conservação de energia, este último não pertinente aos escoamentos neste trabalho tratados.

3.1.1 Equação da Continuidade

A aplicação do princípio físico que a massa se conserva em um sistema fechado, resulta na equação da continuidade expressa em forma diferencial como

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0. \quad (3.1)$$

Visto que o fluido de trabalho neste caso pode assumir a hipótese de ser incompressível sem prejuízo aos resultados (Número de Mach baixo), a equação da continuidade aplicada um elemento de fluido infinitesimal se reduz a

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0. \quad (3.2)$$

3.1.2 Equação da Quantidade de Movimento

A Segunda Lei de Newton é tomada como base para modelar o escoamento. Ela enuncia que o variação temporal da quantidade de movimento em um sistema é igual a força resultante atuando sobre o mesmo. A aplicação desse princípio físico a um elemento de fluido infinitesimal, consideradas as hipóteses do fluido ser Newtoniano e incompressível, resulta em

$$\rho \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{f}. \quad (3.3)$$

Onde os termos entre parênteses são respectivamente a derivada local e a derivada convectiva do campo de velocidade. A primeira derivada descreve a sua variação temporal em um ponto fixado (aceleração) e a segunda descreve a sua variação temporal devido ao movimento do elemento de um ponto para outro em um campo onde as propriedades variam espacialmente. A atuação do campo de pressão sobre o elemento infinitesimal é expressa pelo primeiro termo do lado direito da igualdade; O termo constituído pela viscosidade dinâmica é conhecido como termo de difusão da quantidade de movimento. O último termo computa a influência das forças de campo por unidade de massa \mathbf{f} sobre o elemento, contabilizadas quando capazes de influenciar o comportamento do escoamento.

A equação (3.3) é conhecida como a Equação de Navier-Stokes, nomeada em homenagem aos pesquisadores que desenvolveram independentemente os termos viscosos Claude-Louis Navier e George Gabriel Stokes. Pela recorrente referência as Eq. (3.1) e (3.2) (incluindo a terceira equação governante de energia, quando contabilizada), a comunidade de dinâmica dos fluidos computacional (*Computational Fluid Dynamics* – CFD) tomou como hábito referir-se a ambas simplesmente como as Equações de Navier Stokes. As formas de expressar as equações são variadas (conservativas ou não conservativas) e a escolhida deve ser aquela que melhor se adequa ao tratamento do escoamento, seja esse relacionado a aerodinâmica ou dinâmica dos fluidos computacional (ANDERSON, 1995).

Devido à natureza instável (termo transiente) e não linear, presença de termos acoplados e componentes nas três direções, a descoberta da solução analítica da Equação de Navier Stokes apresenta um dos maiores desafios matemáticos até hoje não solucionado (exceto para algumas aplicações muito simplificadas). Desta forma, a Dinâmica dos Fluidos dedica boa parte de seus esforços na obtenção de modelos capazes de resolve-la satisfatoriamente pela abordagem numérica.

3.2 MODELAGEM DA TURBULÊNCIA

Um indicador do comportamento do escoamento é dado pelo número de Reynolds ($Re = \rho UL_c / \mu$). A partir de um valor crítico, o termo de dissipação viscosa da Equação de Navier-Stokes já não é mais capaz de dissipar a vorticidade presente no escoamento e este passa da condição laminar para um estado instável, onde as forças inerciais predominam na forma de altas flutuações de velocidade e pressão. A partir desse ponto o comportamento do escoamento passa a ser considerado turbulento. A grande maioria dos escoamentos em aplicações de engenharia se enquadram nessa categoria, e, ainda que a turbulência esteja plenamente descrita pela solução das Equações de Navier-Stokes, devido à natureza caótica e altamente randômica desse regime uma abordagem estatística se faz necessária para o desenvolvimento de modelos simplificadores de solução da turbulência.

O escoamento turbulento é descrito por redemoinhos sobrepostos no espaço que compõe as escalas turbulentas. Estas são de comprimentos característicos que abrangem desde a mesma ordem de grandeza da geometria envolvida a ordens reduzidas por um fator bastante ínfimo (ainda que muito maiores que

o nível molecular). As grandes escalas extraem energia cinética do escoamento médio e conforme as escalas diminuem forças viscosas se tornam relevantes dissipando a energia cinética em energia interna, de modo que nas pequenas escalas a difusão é o fenômeno predominante. Essa mecânica da dissipação de energia cinética em energia interna ao longo das escalas turbulentas é conhecida como cascata turbulenta, e, podem originar elevados gradientes de temperatura em escoamentos com alta intensidade turbulenta ao custo da energia cinética inicial.

A solução numérica exata das equações governantes é conhecida como *Direct Numerical Simulation* (DNS). Nela, as equações de Navier-Stokes são resolvidas tais como são, com todas as escalas turbulentas resolvidas. Os resultados são os mais fiéis possíveis (a menos dos erros decorrentes das aproximações numéricas) ao troco de uso extremamente oneroso de recursos computacionais. Um dos trabalhos clássicos de solução DNS (LE; MOIN; KIM, 1997), apresenta a simulação de um escoamento ($Re = 5100$) ao longo da expansão da área transversal por meio de um degrau, provocando uma região de recirculação e posterior comprimento de nova aderência da camada limite a jusante. Ainda que se trate de uma geometria relativamente simples a solução careceu de elevado poder computacional e mesmo após mais de duas décadas de evolução de *hardware* desde a publicação do trabalho, hoje simulação DNS de escoamentos complexos típicos na engenharia não justificam seu emprego para fins práticos, especialmente em números de Reynolds altos (ALFONSI, 2011). Por esse motivo os pacotes comerciais de análise computacional empregam uma gama de métodos que aproximam a solução exata por diferentes abordagens, conforme forem os requerimentos de exatidão das aplicações.

3.2.1 Equações Médias de Navier-Stokes

Osborn Reynolds introduziu em 1895 o conceito de médias das variáveis como modo a filtrar as flutuações da turbulência por métodos estatísticos. A média temporal de uma variável arbitrária f em função da posição \mathbf{x} e passo de tempo t , é resultado da integração de seus valores instantâneos ao longo do tempo

$$F_T(\mathbf{x}) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_t^{t+T} f(\mathbf{x}, t) dt. \quad (3.4)$$

A média temporal é adequada para escoamentos turbulentos que em média não variem com o tempo, ditos escoamentos estacionários. Grande parte dos escoamentos na engenharia se enquadram nessa categoria, portanto, a média temporal é base para elaboração do modelos de turbulência, inclusive os empregados neste trabalho. Descrevendo a velocidade instantânea como a soma de sua componente média temporal e sua flutuação, tem-se:

$$u = \overline{U} + u'. \quad (3.5)$$

Onde o termo médio \overline{U} é obtido pela Eq. (3.4) e a flutuação u' descreve a discrepância entre o termo médio e a velocidade instantânea.

O limite $T \rightarrow \infty$ não é fisicamente consistente, portanto a marcha do tempo deve ser discretizada em intervalos de tempo T_I . Garantindo que T_I seja muito menor que o tempo T total de ocorrência do processo, a média temporal já pode ser aplicada, substituindo a integração por um somatório (WILCOX, 2006).

As equações de Navier Stokes filtradas pela média de Reynolds apresentam a forma final exibida nas Eqs. (3.6) e (3.7).

$$\frac{\partial \bar{U}}{\partial x} = 0; \quad (3.6)$$

$$\frac{\partial \bar{\mathbf{u}}}{\partial t} + \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} = -\frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} + \nu \nabla^2 \bar{\mathbf{u}} + \nabla R_{ij}. \quad (3.7)$$

A equação da continuidade é quase idêntica à forma original, exceto a velocidade instantânea é substituída pela média temporal. O termo R_{ij} da equação da quantidade de movimento é conhecido como tensor de Reynolds, e τ_{ij} , o tensor de Reynolds específico:

$$R_{ij} = -\rho \overline{u_i' u_j'}; \quad (3.8)$$

$$\tau_{ij} = -\overline{u_i' u_j'}. \quad (3.9)$$

Ao contrário das flutuações u' e p' cuja média temporal $\overline{u'} = \overline{p'} = 0$, o tensor de Reynolds é um momento de segunda ordem, com média $\overline{u_i' u_j'} \neq 0$. A solução do tensor de Reynolds é o ponto fundamental para descrição das propriedades médias do escoamento turbulento. Os modelos baseados em RANS (*Reynolds-Averaged Navier-Stokes Equation*) apresentam propostas para determinar sua solução por meio do campo médio em passos de tempo extensos, e são os mais empregados na indústria pela menor demanda de recursos computacionais, contrabalanceada por uma solução com menor resolução acerca do comportamento do escoamento.

3.2.2 Intensidade Turbulenta

Um parâmetro importante de um escoamento, é a determinação de quão intensas as flutuações turbulentas são. Essa intensidade é quantificada pelas componentes normais do tensor de Reynolds, que dimensionalmente são a energia cinética por unidade de massa do campo de velocidade flutuante nas três direções cartesianas. Essas componentes são normalizadas pela velocidade média do campo não perturbado U_e :

$$\hat{u} = \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{U_e}, \hat{v} = \frac{\sqrt{\overline{v'^2}}}{U_e}, \hat{w} = \frac{\sqrt{\overline{w'^2}}}{U_e}. \quad (3.10)$$

As quantidades exibidas na Eq. (3.10) são as intensidades relativas do escoamento nas direções respectivas x , y e z . A energia cinética turbulenta do escoamento (k) é definida pela soma das três componentes normais do tensor de Reynolds,

$$k = \frac{1}{2}(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}) = \frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}. \quad (3.11)$$

A turbulência é anisotrópica, ou seja, estritamente as componentes normais do tensor de Reynolds não são iguais, entretanto boa parte dos modelos (incluindo o empregado neste trabalho) não distinguem as componentes normais individualmente. Nesse caso a condição de fronteira da turbulência pode ser especificada por meio da intensidade turbulenta I

$$I = \frac{1}{\overline{U_e}} \sqrt{\frac{2k}{3}}. \quad (3.12)$$

3.3 MODELOS DE TURBULÊNCIA

Segundo Wilcox (2006) os modelos de turbulência podem ser classificados em quatro grupos principais:

- Modelos algébricos (Zero-equation)

A expressão *n-equation* está relacionada a quantidade n de equações diferenciais de transporte que precisam ser resolvidas em adição as equações governantes. Os modelos algébricos são caracterizados pela ausência de equações diferenciais adicionais, portanto o nome. A modelagem da turbulência é obtida diretamente pelas variáveis do escoamento. Boussinesq (1877), em um dos primeiros desenvolvimentos relacionados a modelagem turbulenta introduziu o conceito da constante ν_t , viscosidade turbulenta (*eddy viscosity*) que caracteriza o transporte e dissipação de energia das pequenas escalas turbulentas, fechando o sistema de equações propondo a seguinte expressão para o tensor de Reynolds específico:

$$\tau_{ij} = \nu_t \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij}. \quad (3.13)$$

Onde δ_{ij} é o operador indicial delta de Kronocker.

- Modelos à uma equação

Prandtl (1925) posteriormente introduziu a ideia da camada limite e propôs o conceito de comprimento de mistura, inspirado no caminho livre médio da termodinâmica. Ele visualizou um comprimento característico médio de percurso dos elementos do fluido antes da ocorrência da mistura. Em outras palavras, uma distância de mistura na qual o elemento fluido retém sua quantidade de movimento. Em sua teoria ele propôs uma expressão para a viscosidade turbulenta

acrescentando uma equação à solução do escoamento turbulento, dando origem aos modelos à uma equação.

$$\nu_t = \left| \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right| l^2. \quad (3.14)$$

Onde l é o comprimento de mistura e $\partial u_i / \partial x_j$ o gradiente de velocidade.

- Modelos à duas equações

Existe uma gama variada de modelos à duas equações propostos, são os mais populares na modelagem da turbulência e tiveram forte impulso no seu desenvolvimento quando a capacidade computacional se desenvolveu a partir os anos 60, que permitiu resolver a equação para energia cinética turbulenta. Os dois mais empregados são o modelo $k-\varepsilon$ e modelo $k-\omega$. Pela sua importância serão tratados em seções dedicadas nesse trabalho (Seções 3.3.1 a 3.3.3).

- Modelos *Reynolds Stress Transport*

Este é o modelo clássico mais completo de turbulência mas possui a complicação de requerer condições de fechamento do modelo mais detalhadas. A hipótese da viscosidade turbulenta é abandonada (modelos baseados nessa hipótese são incapazes de prever diversos fenômenos da turbulência de maior complexidade) em prol da computação individual dos termos do tensor de Reynolds.

3.3.1 Modelo $k-\varepsilon$

Tanto o modelo $k-\varepsilon$ quanto o $k-\omega$ se baseiam em uma equação de transporte da energia cinética turbulenta, neste modelo expressa pela Eq. (3.15).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_T / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]. \quad (3.15)$$

Onde o termo ε é a dissipação turbulenta, atrelada à taxa de dissipação de energia cinética turbulenta. Por análise de escala Chou (1945) propôs as seguintes equivalências para ε :

$$l \approx \frac{k^{3/2}}{\varepsilon}; \quad (3.16)$$

$$\nu_T \approx \frac{k^2}{\varepsilon}. \quad (3.17)$$

Lauder e Sharma (1974) propõe os coeficientes de fechamento do sistema de equações, fechando o modelo, que ficou conhecido como ‘Standard $k-\varepsilon$ ’. A segunda equação de transporte do modelo é a equação de dissipação:

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \nu_T / \sigma_\varepsilon \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right]. \quad (3.18)$$

As equações do comprimento característico de mistura e viscosidade turbulenta são obtidas por meio do coeficiente C_μ

$$l = C_\mu k^{3/2} / \varepsilon, \quad \nu_T = C_\mu k^2 / \varepsilon; \quad (3.19)$$

$$C_\varepsilon = 1,44; \quad C_{\varepsilon 2} = 1,92; \quad C_\mu = 0,09; \quad \sigma_k = 1,0; \quad \sigma_\varepsilon = 1,3. \quad (3.20)$$

A comparação com resultados experimentais mostram que esse modelo possui boa aplicabilidade em regiões de corrente livre com baixos gradientes de pressão (onde o escoamento não sofre influência do confinamento por paredes) como esteira distante e região de recirculação. Entretanto na modelagem da camada limite e em escoamentos onde a mesma compõe grande parte do domínio os resultados do modelo são deficientes. Existem aprimoramentos do modelo clássico, como o RNG k - ε que torna os resultados para determinadas condições mais refinados, entretanto o modelo integrado ao *software* CFX é o ‘*Standard*’. A literatura do CFX ainda recomenda que o modelo não é adequação para modelos envolvendo separação da camada limite, domínios em rotação e escoamento sobre superfícies curvas.

3.3.2 Modelo κ - ω

Este modelo, a partir dos anos 90 substituiu o k - ε como o modelo à duas equações mais empregado (WILCOX, 2006). Uma versão modificada da equação de energia cinética turbulenta compõe o sistema de equações com uma segunda equação de transporte agora atrelada a taxa de dissipação específica, ω . Kolmogorov (1942) em sua investigação dimensional das pequenas escalas turbulentas indicou a relação para ω . Sua unidade é tempo^{-1} . Saffman (1970) a interpreta fisicamente como a “frequência característica do processo de decaimento turbulento em sua auto-interação”.

$$\omega \approx \frac{\varepsilon}{k} \approx \frac{k^{1/2}}{l}; \quad (3.21)$$

$$\nu_T = \frac{k}{\omega}; \quad (3.22)$$

$$\frac{\partial k}{\partial t} + u_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* k \omega + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma^* \nu_T \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]; \quad (3.23)$$

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + u_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \alpha \frac{\omega}{k} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \sigma \nu_T \right) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right]. \quad (3.24)$$

Wilcox (1988) propõe os coeficientes de fechamento do modelo κ - ω :

$$\alpha = \frac{5}{9}, \beta = \frac{3}{40}, \beta^* = \frac{9}{100}, \sigma = \frac{1}{2}, \sigma^* = \frac{1}{2}. \quad (3.25)$$

Diversas modificações desse modelo foram propostas, melhorando os resultados obtidos. O modelo é preciso para modelagem da camada limite aderida e regiões de separação tais como o caso do degrau de expansão com recirculação, obtendo ótima convergência com os dados experimentais. Também é adequado a prever a região de transição, problemas de choque e os efeitos associados a números de Reynolds baixos.

3.3.3 Modelo *Shear Stress Transport (SST)*

O exame das respectivas situações em que os modelos $k-\varepsilon$ e $k-\omega$ apresentam melhor convergência com os resultados experimentais sugere que uma maneira de acoplar os dois modelos, empregando o modelo $k-\omega$ no início da camada limite e gradualmente mudando para o modelo $k-\varepsilon$ nas regiões do escoamento com baixos gradientes de pressão, constituiria um modelo robusto. Esta proposta foi a apresentada por MENTER (1994), conhecido como modelo Shear Stress Transport. Este é uma modificação do modelo $k-\omega$ (WILCOX, 1988). O modelo é idêntico ao $k-\omega$ original nos 50% iniciais da camada limite e muda gradualmente para o $k-\varepsilon$ (em formulação $k-\omega$) até a borda exterior da camada limite. Na região de corrente livre o modelo se comporta identicamente ao $k-\varepsilon$.

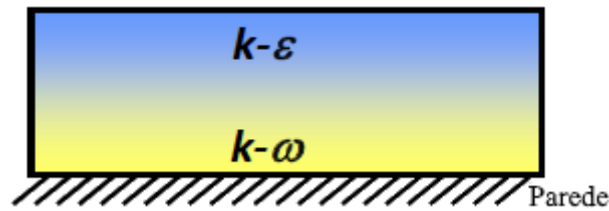


Figura 3.1. Comportamento do modelo SST em função da distância a parede. Adaptado de ANSYS CFX Intro, 2013.

O modelo SST se comporta melhor em regiões com gradientes de pressão adversos, além da maior independência das condições do escoamento não perturbado, ao contrário do modelo $k-\omega$, que exige uma refinada especificação das mesmas. As equações de transporte são:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j k)}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right]; \quad (3.26)$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_j \omega)}{\partial x_j} = \frac{\gamma}{\nu_T} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}. \quad (3.27)$$

Onde P , a produção de turbulência, e μ_T , a viscosidade turbulenta são definidos por:

$$P = \rho \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j}, \mu_T = \frac{\rho a_1 k}{\max(a_1 \omega, \Omega F_2)}. \quad (3.28)$$

Onde Ω é a magnitude da vorticidade, $\Omega = \sqrt{2W_{ij}W_{ij}}$. A relação entre as constantes do modelo $k-\omega$ (ϕ_1) e modelo transformado $k-\varepsilon$ (ϕ_2) são dadas pela equação

$$\phi = F_1 \phi_1 + (1 - F_1) \phi_2. \quad (3.29)$$

As funções F_1 e F_2 são chamadas de função de mistura, responsáveis pela transição da equação e constantes adotadas conforme a distância do ponto do domínio discretizado a parede mais próxima (d).

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4), \arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4\rho\sigma_{\omega 2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right], \quad (3.30)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right);$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2), \arg_2 = \max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{d^2 \omega} \right). \quad (3.31)$$

As condições de fronteira são recomendadas de acordo com a velocidade do escoamento não perturbado, comprimento característico da geometria em consideração e o número de Reynolds

$$\frac{U_\infty}{L} < \omega_{(não\ perturbado)} < 10 \frac{U_\infty}{L}, \frac{10^{-5} U_\infty^2}{Re_L} < k_{(não\ perturbado)} < \frac{0,1 U_\infty^2}{Re_L}; \quad (3.32)$$

$$\omega_{(parede)} = 10 \frac{6\nu}{\beta_1 (\Delta d_1)^2}, k_{(parede)} = 0. \quad (3.33)$$

As constantes de fechamento do problema são:

$$\begin{aligned} \gamma_1 &= \frac{\beta_1}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 1} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}; \gamma_2 = \frac{\beta_2}{\beta^*} - \frac{\sigma_{\omega 2} \kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}; \\ \sigma_{k1} &= 0,85; \sigma_{\omega 1} = 0,5; \beta_1 = 0,075; \\ \sigma_{k2} &= 1,0; \sigma_{\omega 2} = 0,856; \beta_2 = 0,0828; \\ \beta^* &= 0,09; \kappa = 0,41; a_1 = 0,31. \end{aligned} \quad (3.34)$$

3.3.4 Modelo de Transição γ -Re θ

Devido a sua versatilidade e eficiência, o modelo SST é largamente empregado em problemas de engenharia. Entretanto em sua modelagem é assumido que o regime do escoamento é totalmente turbulento. Esta condição inviabiliza a previsão do ponto de transição da camada limite em problemas onde há escoamento laminar. Menter et al. (2006) propõe o conceito para um modelo de transição que consiste de um suporte genérico provido por duas equações de transporte associados a correlações

obtidas empiricamente. Isso permite o acoplamento de métodos CFD de múltiplas aplicações³ a dados experimentais de transição. O modelo é nomeado γ -Re θ -SST, e como o nome sugere, é baseado na formulação SST adicionada de duas equações de transporte. Uma para a intermitência (γ) e outra para o número de Reynolds transicional para espessura de quantidade de movimento ($\overline{Re_{\theta t}}$). Essa associação a um modelo de turbulência é necessária pois um dos requerimentos do modelo de transição é a produção de um escoamento totalmente turbulento do ponto onde o modelo é inicializado.

A função de intermitência é usada para acionar o termo de produção de energia cinética turbulenta a jusante do ponto de transição na camada limite. A segunda função é resolvida em função do número de Reynolds da espessura de quantidade de movimento na eminência de transição, necessária para capturar a influência da intensidade turbulenta, que varia devido ao decaimento da energia cinética no escoamento livre e outros efeitos não locais.

A equação de transporte para a intermitência é definida

$$\frac{\partial(\rho\gamma)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \gamma)}{\partial x_j} = P_{\gamma 1} - E_{\gamma 1} + P_{\gamma 2} - E_{\gamma 2} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\gamma} \right) \frac{\partial \gamma}{\partial x_j} \right], \quad (3.35)$$

Onde as fontes de transição são definidas por

$$P_{\gamma 1} = 2F_{length}\rho S[\gamma F_{onset}]^{c_{\gamma 3}}; E_{\gamma 1} = P_{\gamma 1}\gamma, \quad (3.36)$$

O valor S é a magnitude de taxa de deformação. Este termo é definido para ser nulo na camada limite laminar a montante da transição e ativo sempre que o número de Reynolds local da taxa de deformação (Re_ν) exceder o critério de transição F_{onset} . A magnitude do termo é controlada pela função empírica comprimento de transição F_{length} . Os fontes de destruição e ‘relaminação’ (*relaminarization*) são definidas

$$P_{\gamma 2} = (2c_{\gamma 1})\rho\Omega\gamma F_{turb}; E_{\gamma 2} = c_{\gamma 2}P_{\gamma 2}\gamma, \quad (3.37)$$

O valor Ω aqui é definido como a magnitude de vorticidade. Este termo atua como um sumidouro e certifica que o intermitência se mantenha próxima a zero ($1/c_{\gamma 2}$) na camada limite e permite a relaminação, ao retornar a intermitência a zero.

O critério de transição é controlado a partir dos números de Reynolds local da taxa de deformação (Re_ν) e turbulento (Re_T):

$$Re_\nu = \frac{\rho y^2 S}{\mu}; Re_T = \frac{\rho k}{\mu \omega}; \quad (3.38)$$

³ CFX Transition Model <https://www.sharcnet.ca/Software/Ansys/16.2.3/en-us/help/cfx_mod/i1324236.html> Acesso em 29/06/2018.

$$F_{onset1} = \frac{Re_v}{2,193 Re_{\theta c}}; \quad (3.39)$$

$$F_{onset2} = \min(\max(F_{onset1}, F_{onset1}^4), 2, 0); \quad (3.40)$$

$$F_{onset3} = \max\left(1 - \left(\frac{R_T}{2,5}\right)^3, 0\right); \quad (3.41)$$

$$F_{onset} = \max(F_{onset2} - F_{onset3}, 0); \quad (3.42)$$

$$F_{turb} = e^{-\left(\frac{R_T}{4}\right)^4}. \quad (3.43)$$

O número de Reynolds crítico ($Re_{\theta c}$) aponta onde a intermitência começa a aumentar na camada limite. Essa condição ocorre anterior ao número de Reynolds de transição $\overline{Re}_{\theta t}$ e a diferença entre os dois são obtidas por correlações empíricas. Tanto as correlações de F_{length} quanto $Re_{\theta c}$ são funções de $\overline{Re}_{\theta t}$.

As constantes para a equação de intermitência são

$$c_{\gamma 1} = 0,03; c_{\gamma 2} = 50; c_{\gamma 3} = 0,5; c_{\gamma} = 1. \quad (3.44)$$

Uma das vantagens desse modelo de transição são as constantes obtidas empiricamente, que podem ser modificadas para um ajuste fino do modelo para algum problema em específico.

Uma modificação ao modelo foi adicionada para melhor prever o local de readeção da camada limite (*separation induced transition*). Menter et al. (2006) avaliaram que a energia cinética nas camadas em separação é menor em escoamentos livres com baixas intensidades turbulentas, resultando em um passo maior para a energia cinética crescer a valores suficientes para readeção da camada limite. Esta deficiência foi corrigida pelas relações apresentadas:

$$\gamma_{sep} = \min\left(2 \max\left[\left(\frac{Re_v}{3,235 Re_{\theta c}}\right) - 1, 0\right] F_{reattach}, 2\right) F_{\theta t}; \quad (3.45)$$

$$F_{reattach} = e^{-\left(\frac{R_T}{20}\right)^4}; \quad (3.46)$$

$$\gamma_{eff} = \max(\gamma, \gamma_{sep}). \quad (3.47)$$

O fator $F_{reattach}$ desativa a modificação quando a razão de viscosidade é alta o suficiente para provocar readeção.

A equação de transporte para $\overline{Re}_{\theta t}$ é definida:

$$\frac{\partial(\rho \overline{Re}_{\theta t})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho U_j \overline{Re}_{\theta t})}{\partial x_j} = P_{\theta t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\sigma_{\theta t} \left((\mu + \mu_t) \frac{\partial \overline{Re}_{\theta t}}{\partial x_j} \right) \right]. \quad (3.48)$$

Fora da camada limite, o termo de fonte $P_{\theta t}$ é elaborado para forçar o escalar $\overline{Re}_{\theta t}$ corresponder ao valor local de $Re_{\theta t}$ calculado por uma correlação empírica. O termo de fonte é definido:

$$P_{\theta t} = c_{\theta t} \frac{\rho}{t} (\overline{Re}_{\theta t} - Re_{\theta t}) (1, 0 - F_{\theta t}); t = \frac{500\mu}{\rho U^2}. \quad (3.49)$$

Onde t é uma escala de tempo determinada baseando-se em análise dimensional. A função de mistura $F_{\theta t}$ é usada para anular o termo de fonte na camada limite e permitir que $\overline{Re}_{\theta t}$ difunda do escoamento livre. A função de mistura é definida:

$$F_{\theta t} = \min \left(\max \left(F_{wake} e^{-\left(\frac{y}{\delta}\right)^4}, 1 - \left(\frac{y - 1/50}{1 - 1/50}\right)^2 \right), 1 \right); \quad (3.50)$$

$$\theta_{BL} = \frac{\overline{Re}_{\theta t} \mu}{\rho U}; \delta_{BL} = \frac{15}{2} \theta_{BL}; \delta = \frac{50 \Omega y}{U} \delta_{BL}; \quad (3.51)$$

$$Re_{\omega} = \frac{\rho \omega y^2}{\mu}; F_{wake} = e^{-\left(\frac{Re_{\omega}}{1 \times 10^5}\right)^2}. \quad (3.52)$$

As constantes para a equação de transporte controlam a magnitude do termo de fonte ($c_{\theta t}$) e o coeficiente de difusão ($\sigma_{\theta t}$):

$$c_{\theta t} = 0,03; \sigma_{\theta t} = 2,0. \quad (3.53)$$

As três correlações empíricas do modelo são proprietárias e dadas em função de:

$$Re_{\theta t} = f(I, \lambda_{\theta}); F_{length} = f(\overline{Re}_{\theta t}); Re_{\theta c} = f(\overline{Re}_{\theta t}). \quad (3.54)$$

Onde I é a intensidade turbulenta e coeficiente do gradiente de pressão de Thwaites (λ_{θ}) é definido:

$$\lambda_{\theta} = \frac{\rho \theta^2}{\mu} \frac{dU}{ds}. \quad (3.55)$$

O acoplamento com as equações de transporte SST é realizado por uma versão modificada da equação k do modelo de turbulência descrita por:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j k) = P_k - D_k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left((\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right); \quad (3.56)$$

$$P_k = \gamma_{eff} P_k; D_k = \min(\max(\gamma_{eff}, 0.1), 1) D_k; \quad (3.57)$$

$$R_y = \frac{\rho y \sqrt{k}}{\mu}; F_3 = e^{-\left(\frac{R_y}{120}\right)^8}; F_1 = \max(F_{1orig}, F_3). \quad (3.58)$$

Onde D_k e P_k são os termos originais de produção e dissipação para o modelo SST e F_{lorig} a função original de mistura.

3.4 LEIS DA PAREDE

A região do escoamento imediatamente próxima a parede é a maior fonte de turbulência. Ali há ocorrência de gradientes de velocidade intensos desenvolvidos na fina camada limite responsáveis pela produção de vorticidade. Dois mecanismos principais são responsáveis pelo comportamento da camada limite turbulenta. O primeiro, a viscosidade cinemática turbulenta – dependente das condições do escoamento, transfere quantidade de movimento do fluido para a parede por meio de tensões cisalhantes. O segundo mecanismo é a viscosidade do fluido, responsável pela difusividade de quantidade de movimento a nível molecular no fluido. A difusividade molecular é acentuada muito próxima a parede, na subcamada viscosa.

A análise de escala entre os dois mecanismos permite derivar uma escala de velocidade definida por:

$$u_T \approx \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}. \quad (3.59)$$

Onde τ_w é a tensão de cisalhamento na parede. A tensão de cisalhamento é estimada por meio do coeficiente de fricção de superfície (*skin friction*), cujo valor é aproximado por relações em função do Número de Reynolds. Algumas dessas relações para placa plana são encontradas em Schlichting (1979).

Esta quantidade é conhecida como velocidade de fricção e é representativa das velocidades próximas a parede. Análises de resultados empíricos resultaram na Lei da Parede Logarítmica, que associa o perfil de velocidade da camada limite turbulenta a distância da parede, viscosidade do fluido e constantes associadas a superfície:

$$\frac{U}{u_T} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{u_T y}{\nu} + C. \quad (3.60)$$

Onde a constante de Kármán, $\kappa = 0,41$ para superfícies lisas e a constante C depende da rugosidade da superfície, aproximadamente igual a 5 para paredes lisas.

A adimensionalização das quantidades é conveniente ao estudo da camada limite, resultando nas seguintes expressões:

$$u^+ = \frac{U}{u_T}; \quad (3.61)$$

$$y^+ = \frac{u_T y}{\nu}. \quad (3.62)$$

A Figura (3.2) exibe um perfil típico de velocidade da camada limite turbulenta. Na região da subcamada viscosa a lei de parede se reduz a igualdade $u^+ = y^+$. A Lei da Parede Logarítmica converge muito bem os dados experimentais a partir de y^+ por volta de 30 até atingir a região da camada turbulenta, onde o perfil pode ser descrito por resultados derivados da *velocity-defect law*. Há uma região de transição ($5 < y^+ < 30$) entre a relação linear da subcamada viscosa e a região logarítmica onde o perfil de velocidade não é bem definido.

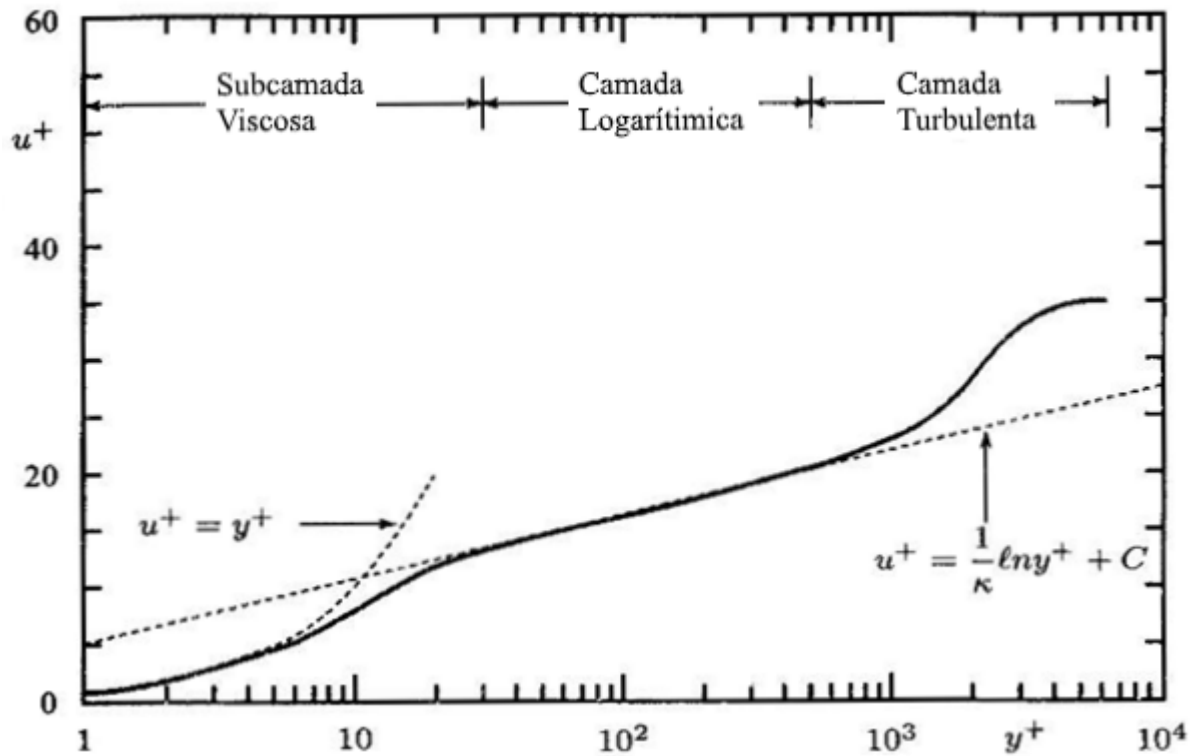


Figura 3.2. Perfil típico de velocidade adimensional da camada limite. Adaptado de WILCOX (2006).

Uma das principais preocupações ao desenvolver uma boa simulação numérica é, durante a geração de malha, refinar com cautela o espaçamento normal dos nós mais próximos a parede. Como discutido anteriormente, o comportamento do escoamento turbulento é ditado pelos eventos ocorrendo na subcamada laminar. Estes eventos devem ser capturados pela simulação numérica, e para tanto, os primeiros nós adjacentes a parede devem estar próximos a distância equivalente a $y^+ \approx 1$.

4 METODOLOGIA

As práticas de simulação adotadas e justificativas para as mesmas são apresentadas neste capítulo, definindo as metodologias para simulação dos casos trabalhados.

Um fluxograma é apresentado ao início do Capítulo para exibir de forma sucinta o processo de elaboração de geometrias de difusores.

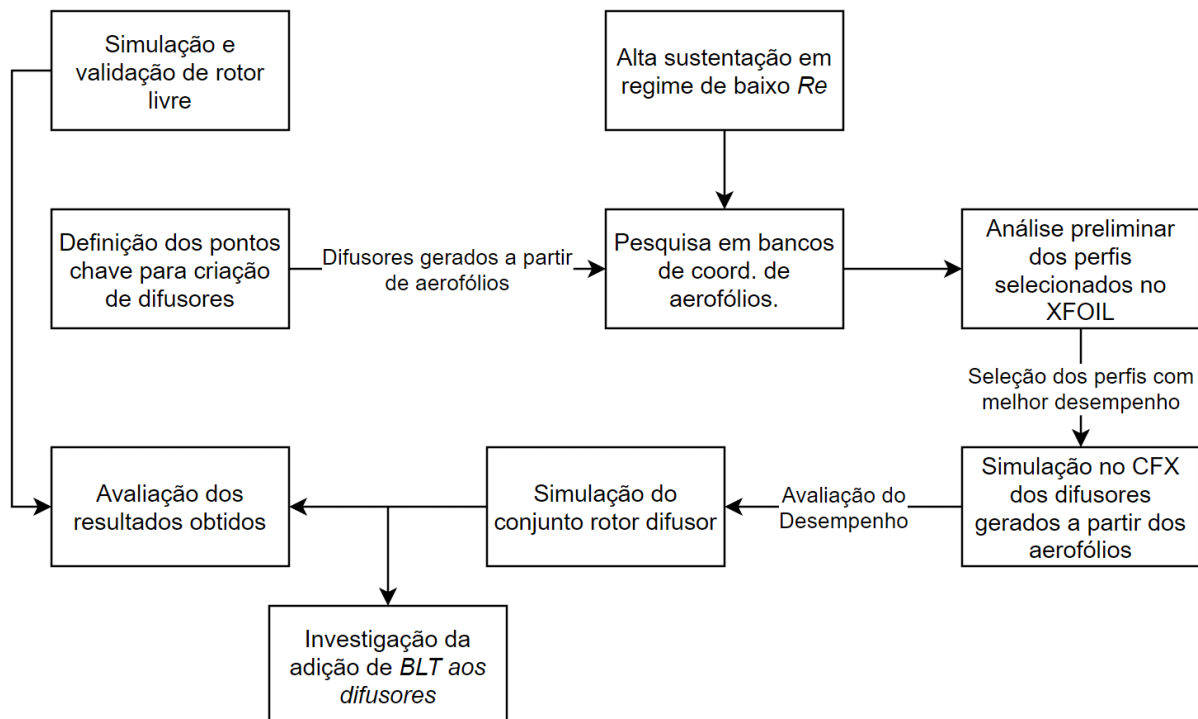


Figura 4.1. Fluxograma da metodologia de elaboração de difusores.

4.1 DESEMPENHO ROTOR LIVRE

Com o propósito de comparar o incremento de potência extraída pela adição do difusor em relação ao desempenho da turbina livre, foi simulado numericamente um modelo de quatro pás em escala reduzida da turbina HK-10. A geometria do rotor é a mesma empregada na primeira etapa deste projeto, baseada em um modelo experimental de quatro pás empregado em NUNES (2017). A curva $CP \times \lambda$ foi obtida para a velocidade de escoamento não perturbado $U_\infty = 10\text{m/s}$, permitindo comparação aos resultados previamente documentados. A Figura (4.2) apresenta a geometria usada no método numérico. O diâmetro da ponta de pá mede 223,2 mm e a circunferência do *hub* mede 30 mm.

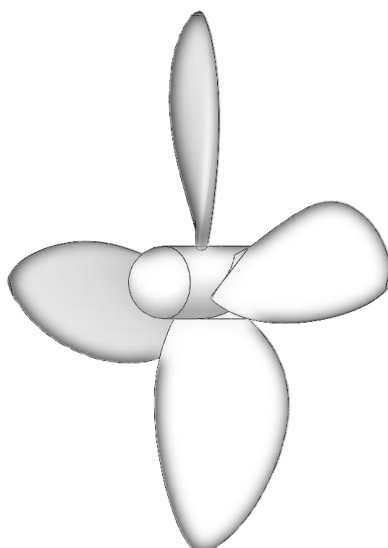


Figura 4.2. Geometria de rotor livre usada na simulação numérica.

O arquivo original gerado pelo *software Solidworks* com extensão *SOLIDWORKS Part Document* foi convertido para a extensão *Initial Graphics Exchange Specification (IGES)*, um formato que transforma a geometria em um cadeia de caracteres, permitindo o livre intercâmbio de desenhos entre diferentes aplicações, assim evitando erros associados a importação de arquivos ao módulo de geometria do *software ANSYS*.

4.1.1 Domínio Computacional

O domínio computacional foi criado baseado nas dimensões da seção de testes do túnel de vento de circuito aberto empregado no trabalho experimental de Nunes (2017). Macias (2016) realizou o detalhamento das condições de operação do túnel. Sua seção de testes possui dimensões de 1200 mm de altura por 1200 mm de largura e comprimento de 2000 mm. Sua intensidade turbulenta máxima é por volta de 1% e a camada limite na região de posicionamento dos modelos tem cerca de $8 \cdot 10^{-3}$ m. O ventilador é alimentado por um motor elétrico posicionados na saída do túnel capaz de desenvolver a velocidade do fluxo de ar entre 0 e 20 m/s. No domínio computacional, o comprimento de túnel a jusante do rotor foi estendido em aproximadamente 10 comprimentos característicos (Introduction to ANSYS CFX, 2013) para permitir a esteira desenvolver livre de efeitos de parede. O domínio é apresentado na Fig. (4.3).

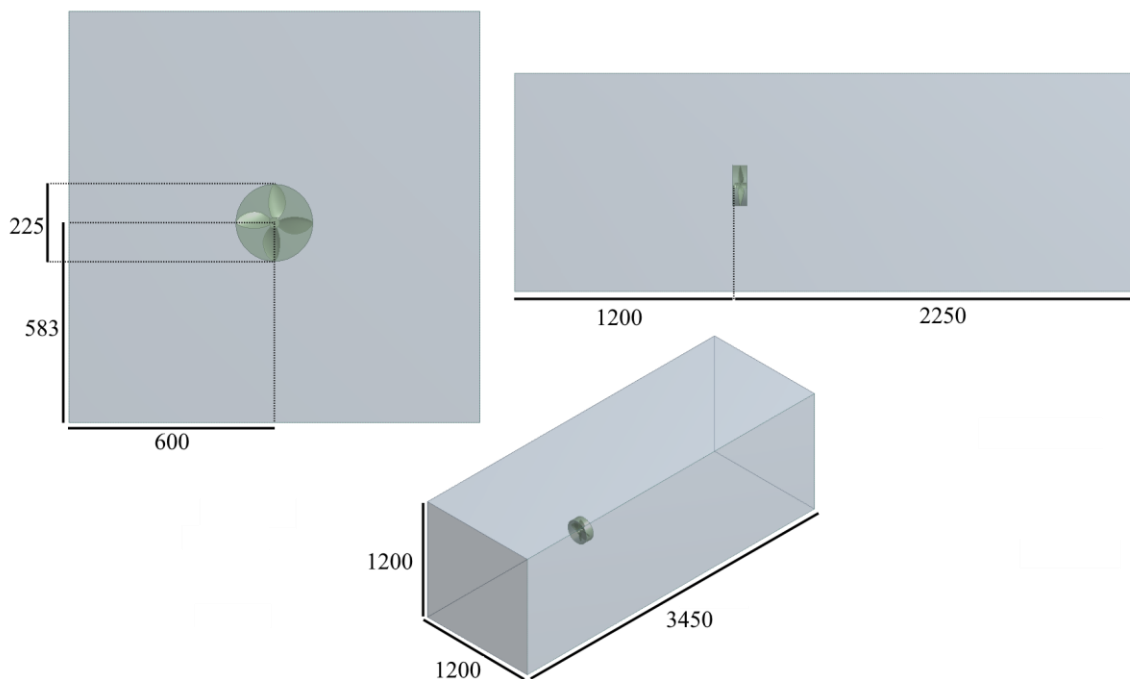


Figura 4.3. Dimensões do domínio computacional para rotor livre [mm].

Um volume cilíndrico (interno ao volume principal) de 225 mm engloba todo o rotor. Ao volume cilíndrico é associado posteriormente um domínio rotativo. Nesta região um termo de fonte associado a rotação é adicionado a equação governante da quantidade de movimento para prever o comportamento do escoamento ao percorrer as pás.

4.1.2 Malha Numérica

A metodologia de geração de malha foi extraída da experiência adquirida anteriormente durante o Projeto de Graduação 1, onde uma investigação mais extensa dos efeitos nos resultados devido a modificações nas malhas foi realizada. A iteração final resultou em uma malha de aproximadamente 3,43 milhões de nós e qualidade ortogonal mínima de $4,45 \cdot 10^{-4}$. Manter uma qualidade satisfatória dos elementos foi uma preocupação constante durante o Trabalho, visto que qualidades extremamente baixas prejudicam a convergência da simulação por conta dos erros residuais elevados e ocorrência de volumes negativos (quando os elementos discretizados da malha falham e aderir ao volume original). Por outro lado, conseguir uma qualidade dos elementos muito alta envolve maior refino da malha (especialmente nas fronteiras com *inflation*) que acarreta maior quantidade de nós e aumento de recurso computacional. É necessário haver um ponto de equilíbrio entre ambos interesses, atingido pela ordem de grandeza adotada.

A Figura (4.4) apresenta uma visualização da malha usada na simulação numérica do rotor livre. Devido ao recurso computacional limitado, a malha deve se adequar para descrever concisamente os fenômenos chave do problema estudado e possuir discretização relativamente grossa em regiões que pouco afetam a solução. Este controle é feito pelo refinamento local da malha em regiões determinantes

ao comportamento do escoamento. Na interação fluido e rotor há dois elementos de maior pertinência. O primeiro é a simulação da subcamada viscosa (ou laminar). Como abordado nas Seções (3.3) e (3.4), os elevados gradientes de velocidade e a viscosidade do fluido como elemento dissipativo presentes naquela região, têm papéis fundamentais no comportamento do escoamento. Para simular a subcamada viscosa, é necessário determinar o Δy do primeiro nó adjacente a parede a partir de y^+ menor ou igual a unidade. A primeira estimativa de Δy é realizada a partir da velocidade de fricção, como descrito na Seção (3.4). O segundo elemento pertinente na solução do problema é o refinamento da esteira próxima. Nesta região a vorticidade é dissipada progressivamente pelas pequenas escalas turbulentas, e, quanto mais discretizada for esta região, se espera que mais precisos sejam os resultados da simulação. O desempenho da turbina sofre grande influência dessa região pois a esteira turbulenta dissipa boa parte da energia do escoamento, esta responsável pelo torque imprimido as pás do rotor.

O refino local da malha foi realizado por esferas de influência com tamanho de elementos reduzido posicionadas ao longo da esteira do conjunto; refino dos elementos do volume cilíndrico que compreende o rotor; adição de elementos prismáticos orientados sobre as superfícies do rotor (e difusor quando adicionados) e definição do tamanho dos elementos que fazem interface entre os volumes cilíndrico e retangular.

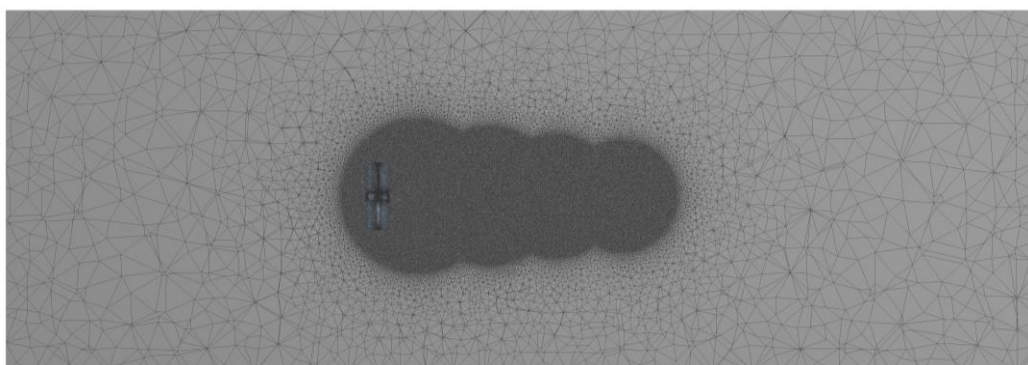


Figura 4.4. Vista em corte da malha usada na simulação do rotor livre. Quatro esferas de influência de tamanho de elemento máximo de 4 mm foram usadas para refinamento da esteira. A região de contato entre os domínios estático e rotativo e o próprio domínio rotativo possuem elementos refinados.

As Figuras (4.5) e (4.6) apresentam com maior detalhamento a malha do rotor e sua conformidade com a geometria inicial.

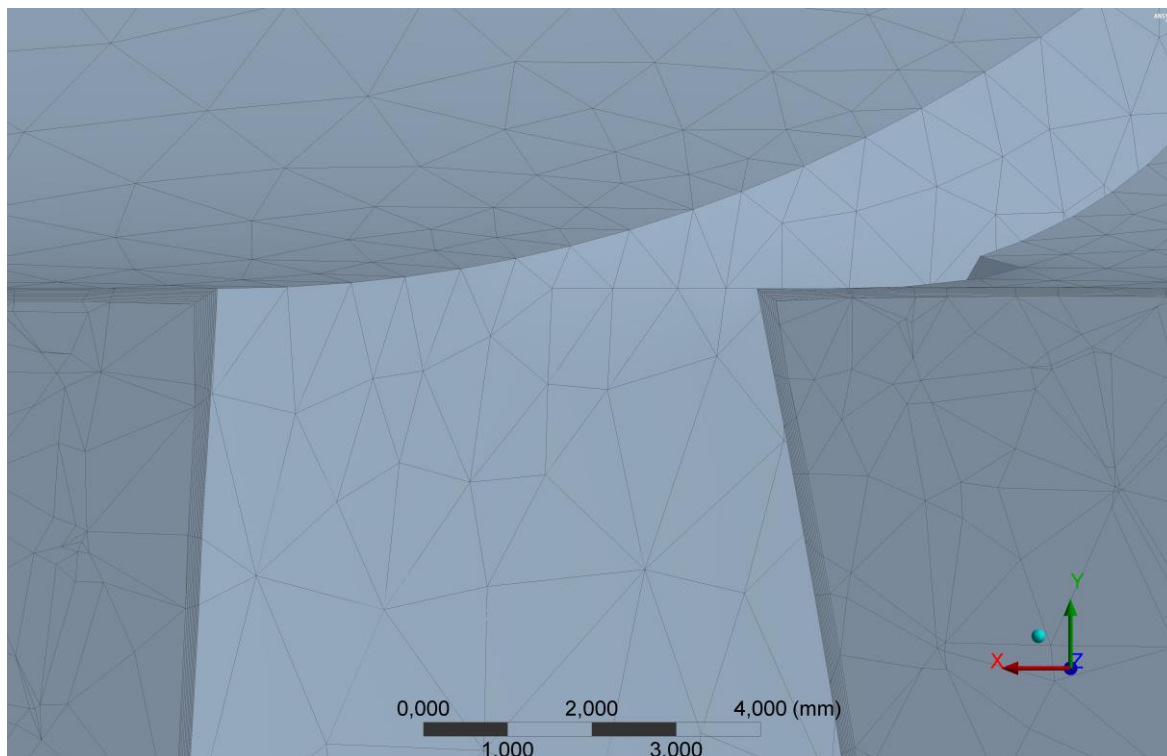


Figura 4.5. Vista em corte da malha sobre a geometria do rotor. No detalhe se observa a vista em corte da malha e as 30 camadas de *inflation* nas faces do *hub* e pá do rotor. A espessura dos primeiros elementos prismáticos orientados as superfícies é de 0,01 mm e taxa de crescimento de 1,05, respeitando assim y^+ de ordem unitária, verificado posteriormente no módulo de tratamento de dados do *software* ANSYS (*CFD-Post*).

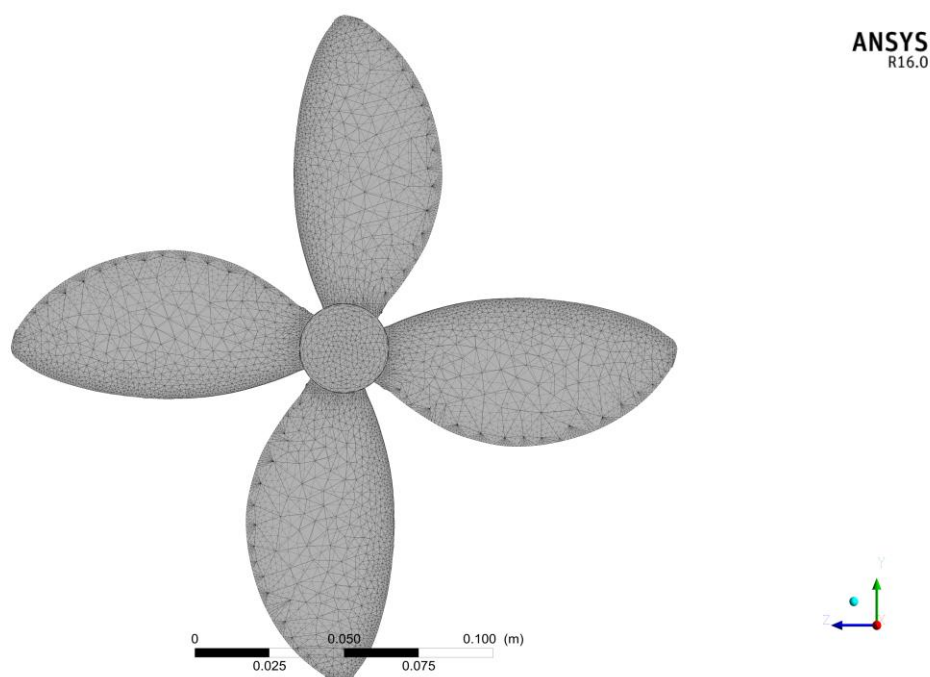


Figura 4.6. Detalhe da conformidade dos elementos de superfície da malha a geometria do rotor.

4.1.3 Condições de Contorno

Na superfície de entrada do domínio, o *inlet* do escoamento foi caracterizado com velocidade uniforme normal ao plano frontal de 10 m/s e intensidade turbulenta igual a 0,01. Nas paredes laterais do domínio foi adicionada a condição de não escorregamento em parede lisa, também aplicada às superfícies do rotor e difusor. Na face de saída do escoamento foi definido o *outlet* do domínio com pressão relativa nula. A pressão de referência em todo domínio é 1 atm. A Figura (4.7) mostra o esquema das condições de contorno.

O fluido do escoamento, ar, foi definido isotermo a 25 °C, estabelecendo o estado do fluido à condições normais de temperatura e pressão. O modelo SST foi adotado como modelo de turbulência.

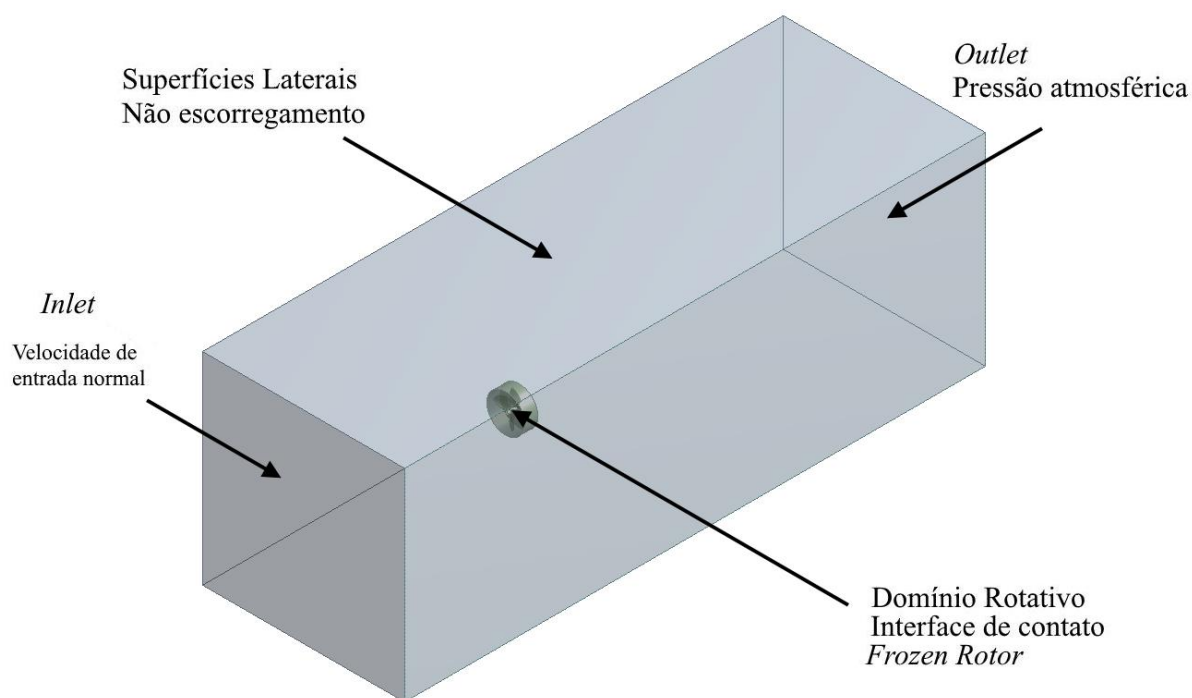


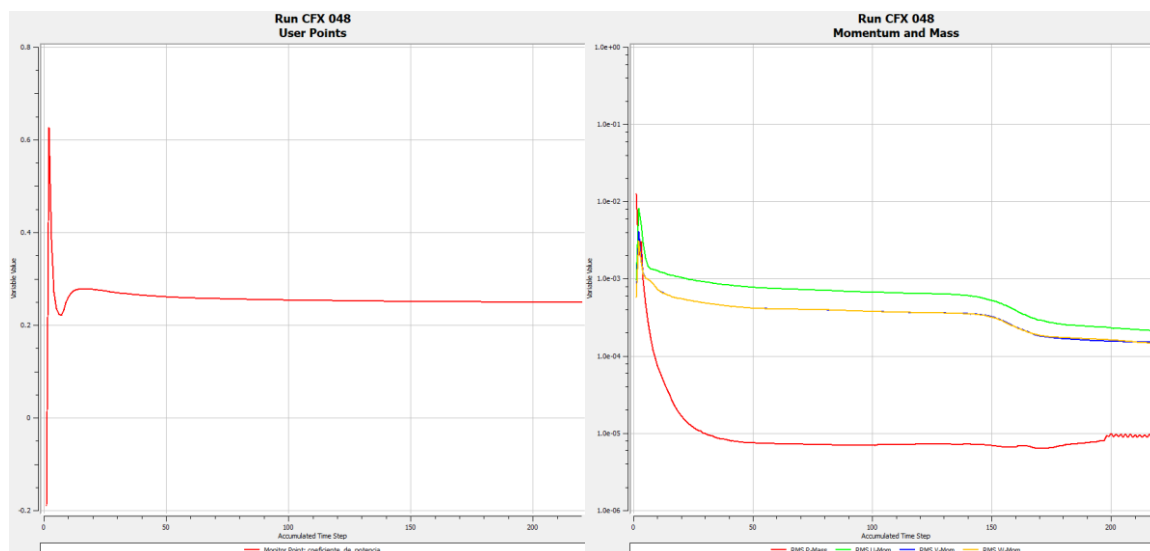
Figura 4.7. Condições de contorno adotadas no domínio computacional do rotor livre.

A interface onde as faces do domínio definido como rotativo e do domínio global interagem é condicionada a condição de rotor congelado (*frozen rotor*). Neste modelo a mudança de referencial devido a rotação do rotor é contabilizada pelos termos de acelerações centrífuga e de Coriolis na equação governante de quantidade de movimento do escoamento. A vantagem desse modelo é relativo baixo uso de recurso computacional, uma vez que as posições relativas dos componentes da geometria é fixa. Entretanto o modelo falha em prever adequadamente as características locais do escoamento. Para o presente trabalho, onde as propriedades médias do escoamento são os resultados de interesse, o modelo *frozen rotor* é adequado.

Ao domínio rotativo foi definida uma velocidade de rotação (no intervalo entre 100 a 220 rad/s) a cada rodada de simulação, assim obtendo seis pontos da curva $C_p \times \lambda$ do rotor livre. Os valores foram

comparados com os resultados experimentais de Nunes (2017) e abrangem o intervalo de desempenho máximo do rotor livre para $U_\infty = 10$ m/s.

Durante a solução da modelagem numérica um ponto de monitoramento foi definido para observar o valor de C_P . Cada simulação só foi finalizada quando o valor do coeficiente de potência apresentasse pequena variação (inferior a 2%) por pelo menos 100 iterações sucessivas e os erros residuais RMS assumissem valores inferiores a pelo menos 10^{-3} , conforme apresentado na Fig. (4.8).



a) Convergência C_P

b) Erros residuais RMS

Figura 4.8. Monitoramento de convergência da simulação. No exemplo, simulação do rotor livre à 100 rad/s (955 rpm). Se observa que o coeficiente de potência atingiu boa convergência antes que os erros residuais reduzissem. Análises similares foram realizadas nos demais casos

4.2 INVESTIGAÇÃO DE AEROFÓLIOS VIA SOFTWARE XFOIL

Baseado nas discussões apresentadas nas Seções (2.4) e (2.5), o ponto de partida para elaboração de geometrias de difusores foi a consulta a bancos de dados online de coordenadas de aerofólios^{4,5}. Os aerofólios de interesse foram elaborados para gerar alta sustentação em Re baixo, entre os quais incluem perfis para asa de aeroplanadores e veículos aéreos não tripulados. Após esta pesquisa inicial, foram selecionados 22 aerofólios cujas coordenadas foram coletadas e tratadas.

Para uma avaliação preliminar do desempenho dos aerofólios, foi utilizado o *software* XFOIL (DRELA, 1989). O XFOIL emprega método de painéis para resolver análises de perfis em 2D combinado a formulações víscida ou invíscida, permitindo análises rápidas sobre desempenho de

⁴ Airfoil Database Search. <<http://airfoiltools.com/search/index>> Acesso em 14/06/2018.

⁵ UIUC Airfoil Coordinates Database. <http://m-selig.ae.illinois.edu/ads/coord_database.html> Acesso em 14/06/2018.

aerofólios (sustentação, arrasto, previsão de ponto de separação, ocorrência de bolha de separação laminar, etc).

Os arquivos com coordenadas dos 22 aerofólios pesquisados foram inseridas no XFOIL, a quantidade de painéis (elementos discretos que compõe a geometria do aerofólio) foi refinada, em especial nos arquivos com poucos pontos, para evitar ângulos excessivos entre dois pontos e melhorar os resultados obtidos. As simulações foram realizadas no módulo víscido com $Re = 300.000$ e $N_{crit} = 9$.

O procedimento de análise dos aerofólios consistiu em variar gradualmente o ângulo de ataque dos aerofólios, tomando nota do coeficiente de sustentação e razão C_l/C_D até que houvesse queda brusca desses valores, indicando condição de estolamento. As previsões do XFOIL para ângulos de ataque muito altos carecem de maior acurácia, mas forneceram dados suficientes para uma análise preliminar. A Tabela (4.1) apresenta os resultados fornecidos pelo XFOIL, onde α_{max} se refere ao ângulo de sustentação máxima logo antes do estolamento.

Tabela 4.1. Análise preliminar de desempenho de aerofólios.

Aerofólio	α_{max} [°]	C_l	C_l / C_d
Chuch Hollinger CH 10-48-13 (smoothed)	10,8	2,07	75,5
Wortmann FX 74-CL5-140 (smothed)	12	2,17	68,1
Eppler E423	12,2	2,05	66,2
Selig S1223	13,4	2,3	56,6
AQUILA 9.3% (smoothed)	11,5	1,4	53
Selig/Ashok Gopalarathnam SA7038	11,4	1,4	47,1
Selig/Donovan SD8040	12,2	1,4	44,9
Wortmann FX 60-100	12,6	1,5	35,8
Bergey BW-3 (smoothed)	10,5	1,55	34,8
Selig/Ashok Gopalarathnam SA7035	12,1	1,32	33,8
Archer A18 F1C (smoothed)	10,3	1,4	32,3
Eppler E66	13,2	1,45	30,9
Eppler E212	12,7	1,44	28,9
Selig S1210	14,4	1,97	27
Eppler E392	13,4	1,42	25,4
Leon Kincaid K3311	13,5	1,31	24,1
Selig/Giguere SG6043	15,7	1,63	23,1
NACA 2414	17,7	1,33	15,6
NACA 2415	18,8	1,35	14,2
Wortmann FX 63-137	20,3	1,84	13,2

A partir dos dados obtidos, foram selecionados sete aerofólios para análise posterior, levando em conta os parâmetros de interesse, que são a maior sustentação possível e altos ângulos de ataque. A Figura (4.9) apresenta os perfis escolhidos.

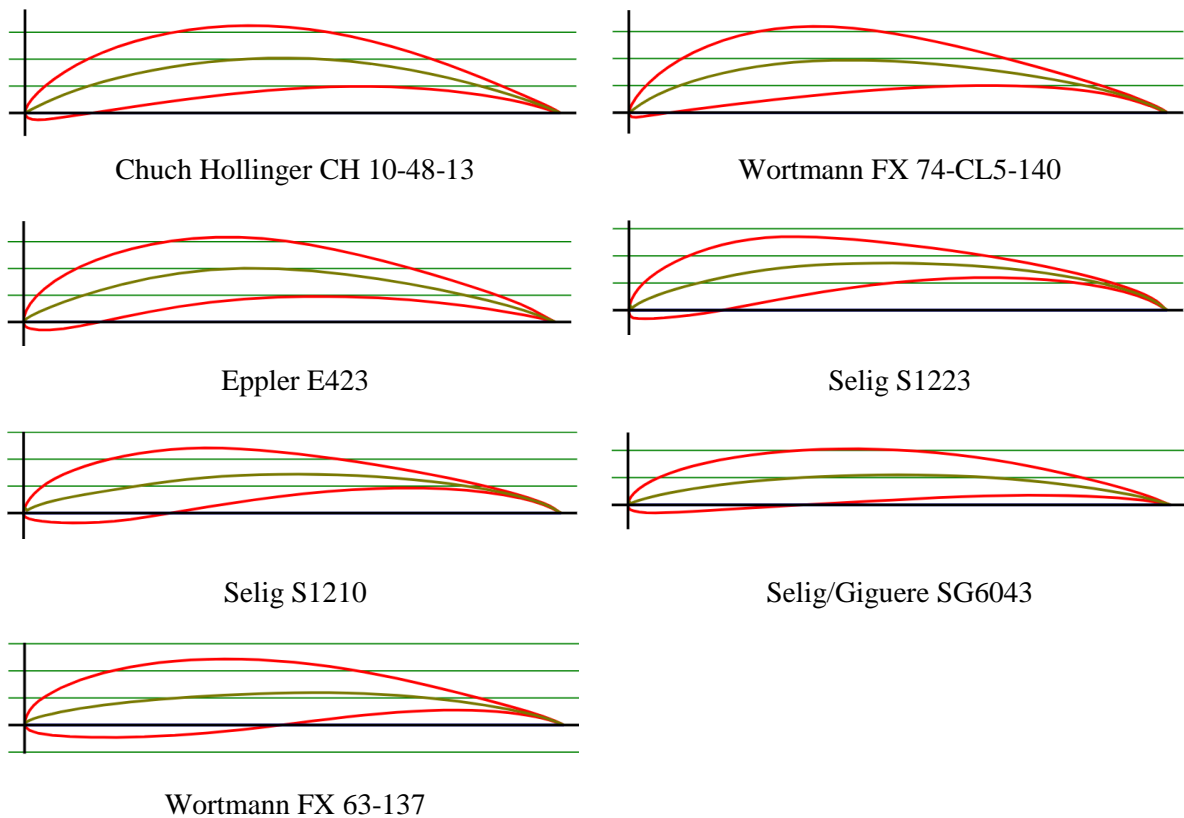


Figura 4.9. Geometrias de aerofólio com alta sustentação em baixo Re .

A inspeção visual das geometrias apresentadas na Fig. (4.9) permite verificar um padrão no *design* de aerofólios de alta sustentação operando em baixo Re . Em geral possuem uma curvatura côncava acentuada de suas linhas médias e bordos de ataque rombudos, objetivando elevar o pico de sucção no dorso superior.

4.3 DESEMPENHO DIFUSORES SEM ROTOR

Os sete aerofólios apresentados na Fig. (4.9) foram usados como base para elaborar geometria de difusores de acordo com os parâmetros apresentados na Fig. (4.10).

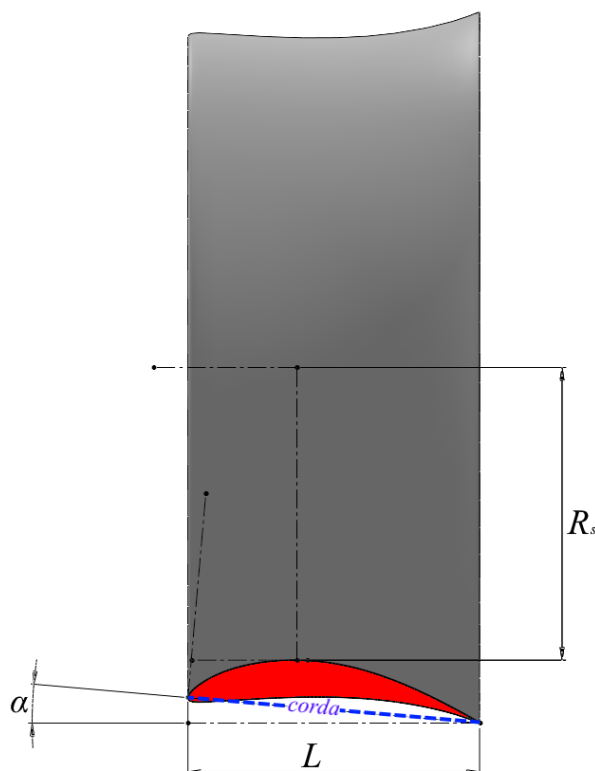


Figura 4.10. Geometria de difusor elaborada a partir de perfis de aerofólios. A linha destacada em azul indica a corda do aerofólio.

O comprimento L dos difusores foi definido a partir de $R_s/L \approx 1$, onde $R_s = 115$ mm é ligeiramente maior que o raio do rotor de 111,6 mm (para permitir tolerância segura entre o domínio rotativo inserido posteriormente e a superfície do difusor situada no domínio estático). Desta forma se tem uma geometria relativamente compacta ao mesmo tempo que se procura maximalizar o desempenho do difusor, fortemente dependente de uma razão R_s/L baixa (ARANAKE et al. 2013). Adicionalmente, caso o comprimento seja muito reduzido, há o risco de não haver readescrição da camada limite após a bolha de separação laminar (LISSAMAN, 1983).

Foi realizada uma avaliação paramétrica do ângulo de abertura, α , variando-o em três valores fixados para todas as geometrias (5° , 10° e 25°) e um ângulo intermediário característico para cada aerofólio baseado no ângulo de sustentação máxima resultante da análise no *software* XFOIL.

As geometrias de difusor foram convertidas ao formato *.IGS* (conforme descrito na Seção (4.1)) e simuladas numericamente no *software* CFX de acordo com metodologia descrita nas subseções seguintes. Ao total foram elaboradas 29 geometrias, cujas respectivas simulações foram processadas de forma automatizada em lotes sequenciais por meio de *scripts* Perl enviados diretamente ao *solver* do *software* CFX.

4.3.1 Domínio Computacional

Similar ao procedimento descrito na Subseção (4.1.1) (exceto pela ausência de domínio rotativo), o domínio computacional elaborado para simulação dos difusores é apresentado na Fig. (4.11).

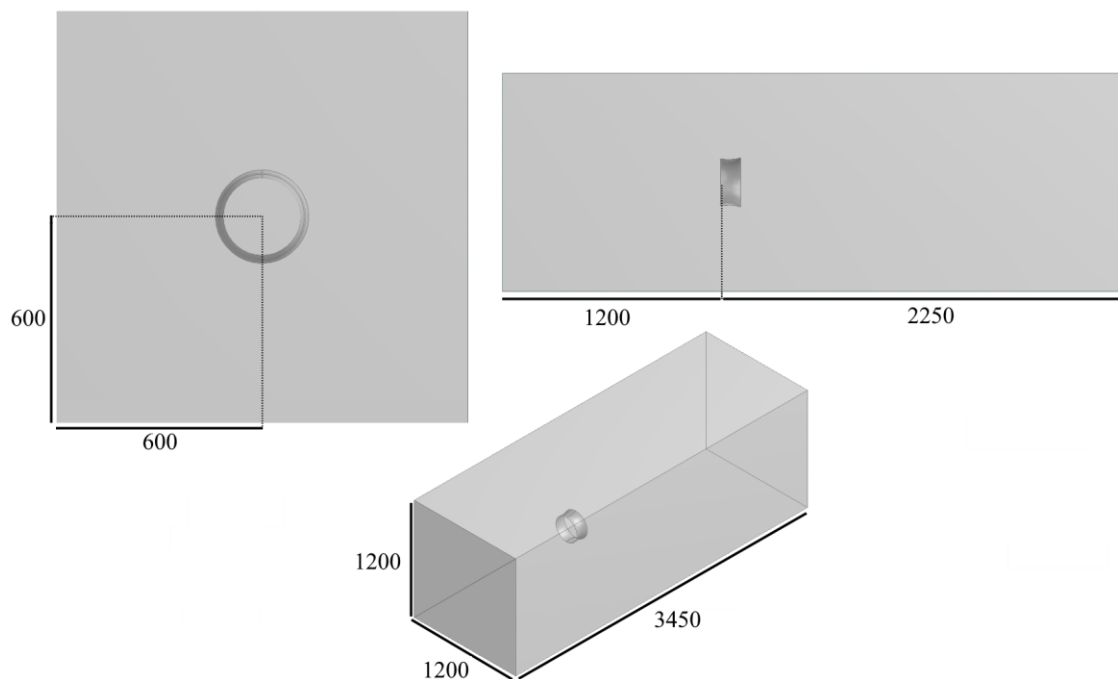


Figura 4.11. Dimensões do domínio computacional para difusor [mm].

4.3.2 Malha Numérica

A confecção de malha foi similar aos métodos adotados para validação de difusor desenvolvida no Projeto de Graduação 1. Devido ao volume de simulações realizada, as malhas confeccionadas nesta etapa não dispuseram de maiores refinamentos tais quais apresentados na malha exibida na Fig. (4.4). Entretanto, foi priorizado uma boa conformação da malha a geometria e aplicação de *inflation* para captura adequada dos fenômenos adjacentes as superfícies do difusor, como apresentado na Fig. (4.12). As malhas resultantes apresentaram quantidade de nós entre 1,2 e 1,5 milhões e qualidade ortogonal na ordem de 10^{-3} .

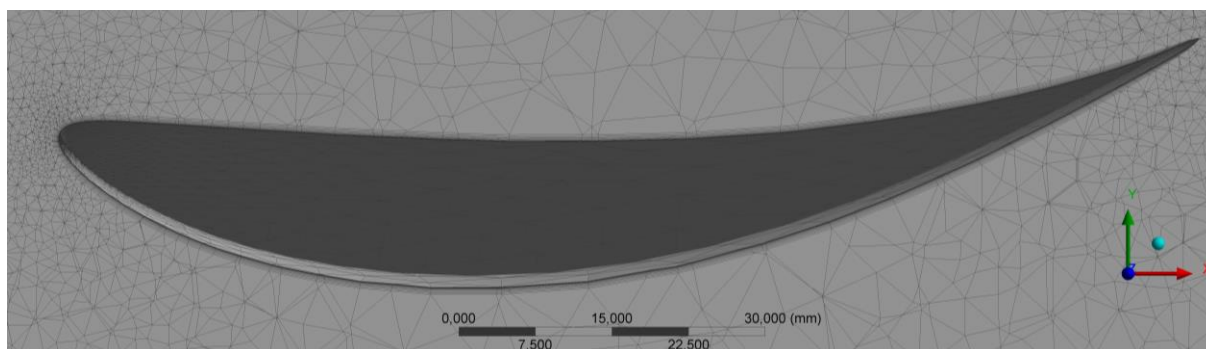


Figura 4.12. Detalhe de vista em corte da malha usada na simulação de difusor. Recurso de *Inflation* com 30 camadas de orientadas a superfície do difusor com espessura de primeiro elemento definida em 0,01 mm e taxa de crescimento de 1,2. No exemplo apresentado, malha para difusor baseado no aerofólio Chuch Hollinger CH 10-48-13, $\alpha = 5^\circ$.

4.3.3 Condições de Contorno

Similar ao procedimento adotado na Subseção (4.1.3), o *inlet* do escoamento foi caracterizado com velocidade uniforme normal ao plano frontal de 10 m/s e intensidade turbulenta igual a 0,01; nas paredes laterais do domínio foi adicionada a condição de não escorregamento em parede lisa, também aplicada às superfícies do difusor. O *outlet* do domínio foi definido com pressão relativa nula. A pressão de referência em todo domínio é 1 atm. A Figura (4.13) exibe o esquema das condições de contorno adotadas.

O fluido do escoamento, ar, foi definido isoterma a 25 °C, estabelecendo o estado do fluido à condições normais de temperatura e pressão. O modelo SST foi adotado como modelo de turbulência.

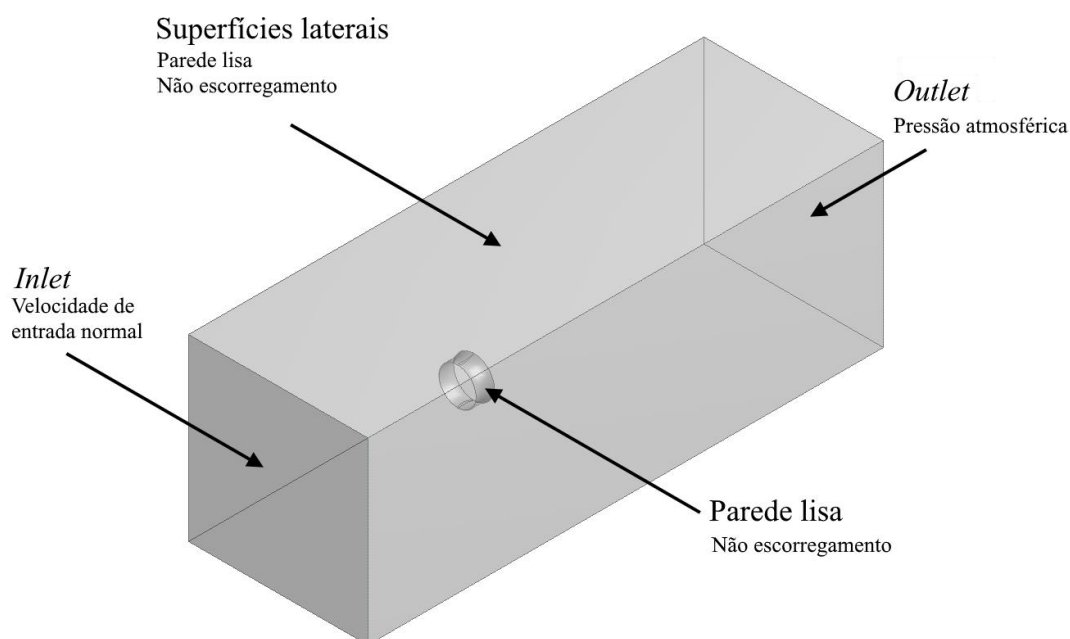


Figura 4.13. Condições de contorno adotadas no domínio computacional de difusor sem rotor.

O monitoramento da convergência das soluções foi realizado de forma similar ao apresentado na Subseção (4.1.3), neste caso com ponto de monitoramento associado a pressão estática localizado no eixo assimétrico do difusor.

4.4 CONJUNTO ROTOR E DIFUSOR

Com os resultados compilados das simulações dos difusores, foram escolhidos dois aerofólios que apresentaram maior potencial de desempenho (ver Seção (5.2)) para o estudo numérico de conjunto rotor e difusor. A metodologia empregada nesta análise foi baseada na experiência adquirida na validação de um conjunto rotor difusor realizada no Projeto de Graduação 1. Os arquivos *CAD* de cada difusor e do rotor foram importados ao módulo de geometria do *software* ANSYS e montados em conjunto conforme apresentado na Fig. (4.14). O rotor foi posicionado na área de maior restrição de fluxo de cada difusor.

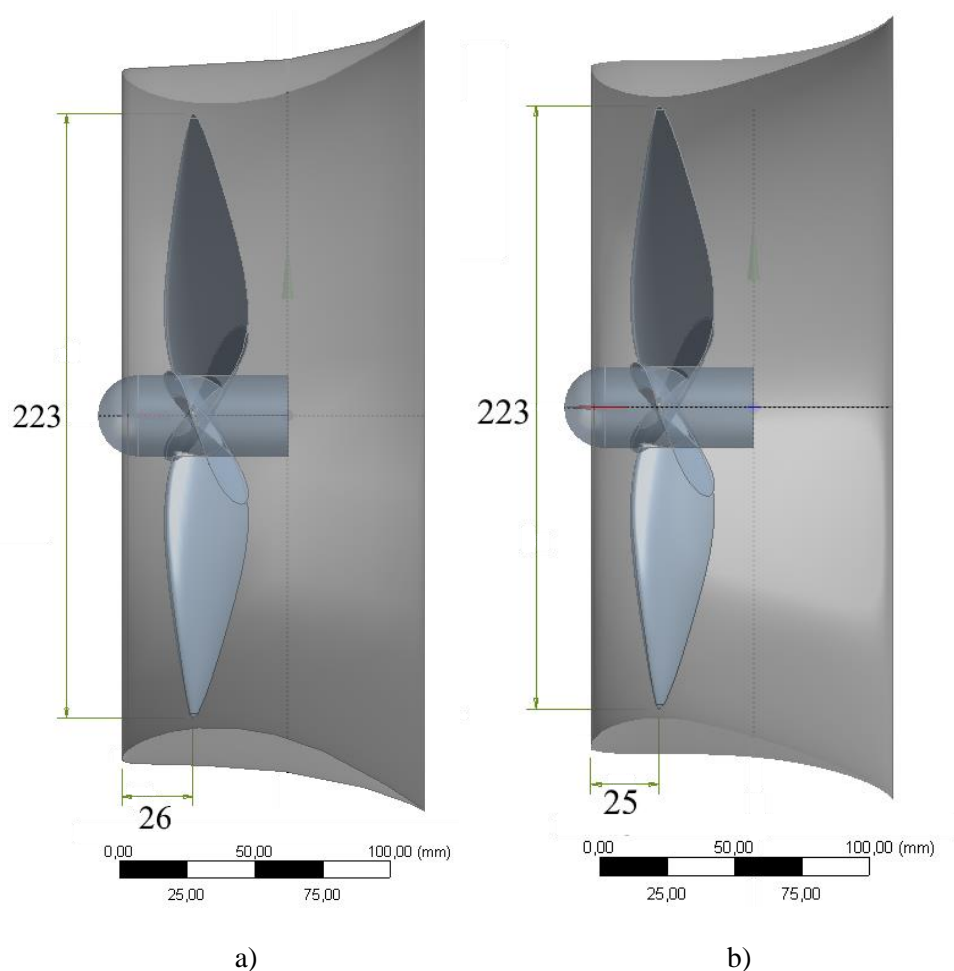


Figura 4.14. Montagem dos conjuntos rotor difusor [mm]. Exemplos: a) Difusor gerado do aerofólio CH 10-48-13 com $\alpha=10^\circ$; b) Difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha=10^\circ$.

Para a análise paramétrica das geometrias, as condições de operação dos conjuntos foram definidas constantes para todas as simulações (definidas de acordo com desempenho do rotor livre, apresentado na Seção (5.1)) e o ângulo de abertura dos difusores variado de acordo com o apresentado na Tab. (4.2).

Tabela 4.2. Análise paramétrica de conjunto rotor difusor.

Condições de operação	
$U_{\infty} = 10 \text{ m/s}$	$\omega = 175 \text{ rad/s}; \lambda = 1,953$
Ângulo de abertura – α [°]	
Chuch Hollinger CH 10-48-13	Selig S1223
10	10
13,5	-
-	15,5
17,5	17,5
20	20
22,5	-
25	25
27,5	-
30	30
35	-

4.4.1 Domínio Computacional

O domínio computacional foi elaborado conforme a discussão apresentada na Subseção (4.1.1). Foram inseridos ao domínio o rotor, difusor e um volume cilíndrico posteriormente associado ao domínio rotativo do rotor. A Figura (4.15) apresenta o domínio elaborado pra o conjunto.

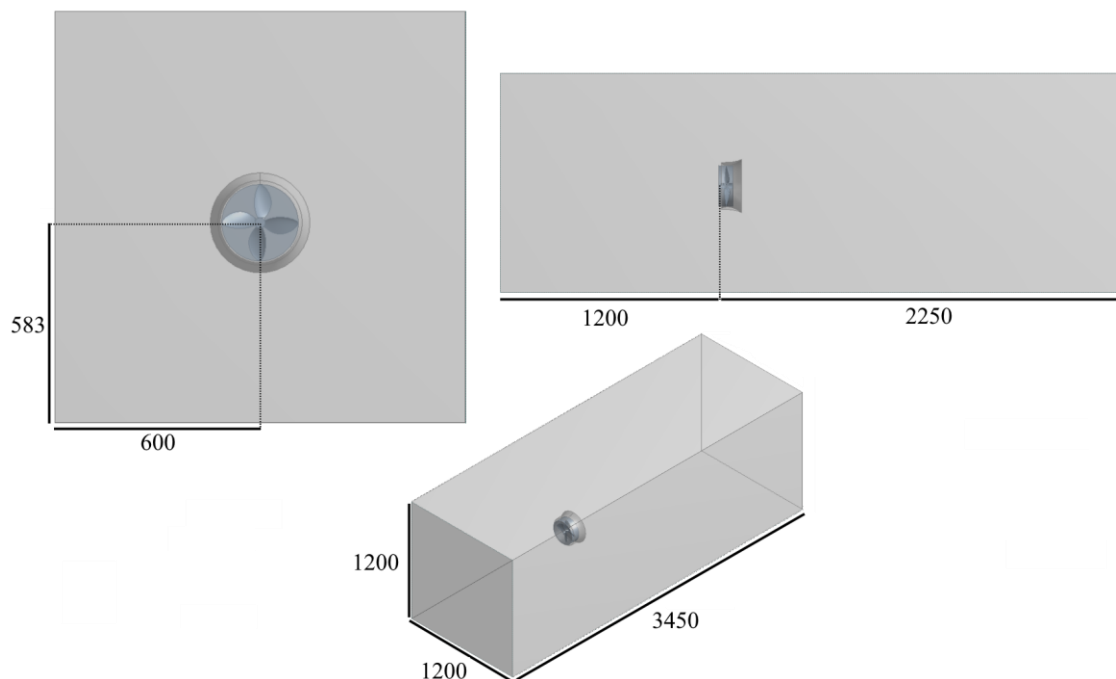


Figura 4.15. Dimensões do domínio computacional para conjunto rotor difusor [mm].

4.4.2 Malha numérica

As malhas numéricas para o conjunto apresentou maior refinamento que as confeccionadas nas etapas anteriores. Ambos rotor e difusor, devido a suas geometrias elaboradas, requereram elementos refinados de modo que a malha conformasse adequadamente a suas formas e ao mesmo tempo se desejou não refinar de forma desnecessária todo domínio computacional devido ao custo computacional elevado. Por essa razão, houve a adição de *inflation* as superfícies tanto do rotor quanto do difusor, onde as interações viscosas devem possuir resolução de malha adequada para sua correta solução.

Os elementos da malha de superfície sobre a geometria do rotor foram refinados por meio de *face sizing* e as bordas de suas pás refinados por meio de *edge sizing*, garantindo a correta conformação da malha as formas do rotor. As alturas do primeiro elemento orientado as superfícies do rotor e difusor foram definidas de acordo com a experiência prévia adquirida no Projeto de Graduação 1 para garantir que y^+ atendessem a condição de solução da subcamada viscosa. A esteira do escoamento foi refinada gradualmente conforme a proximidade a região de grande intensidade turbulenta imediatamente a jusante do rotor para certificar que a dissipação de energia cinética fosse corretamente resolvida, afetando diretamente a previsão de potência extraída pelo rotor. Por último, os elementos nas superfícies de contato entre os domínios cilíndrico e retangular foram refinados para garantir melhor transição na solução dos dois volumes. As Figuras (4.16), (4.17) (4.18) apresentam detalhes das malhas geradas.

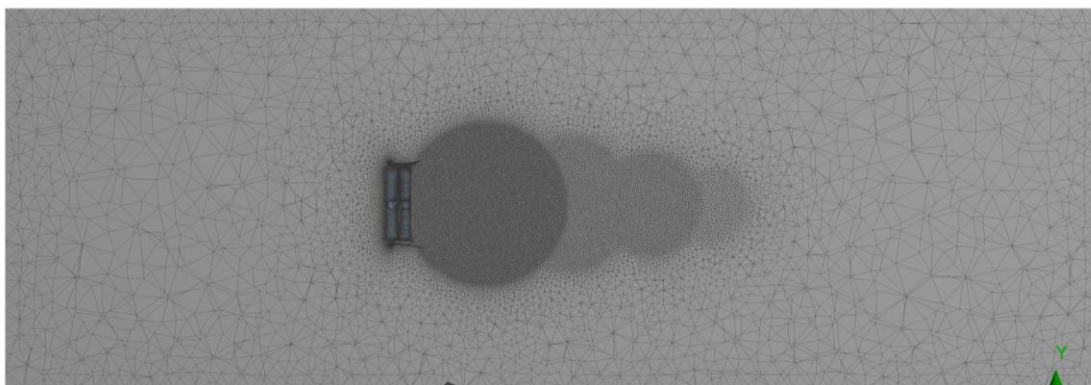


Figura 4.16. Vista em corte da malha no domínio computacional completo. A esteira do rotor é refinada gradualmente (4, 7, 10 mm) visando otimização de recurso computacional. A malhas apresentadas a título de exemplo foram criadas para o difusor gerado do aerofólio CH 10-48-13 com $\alpha=10^\circ$.

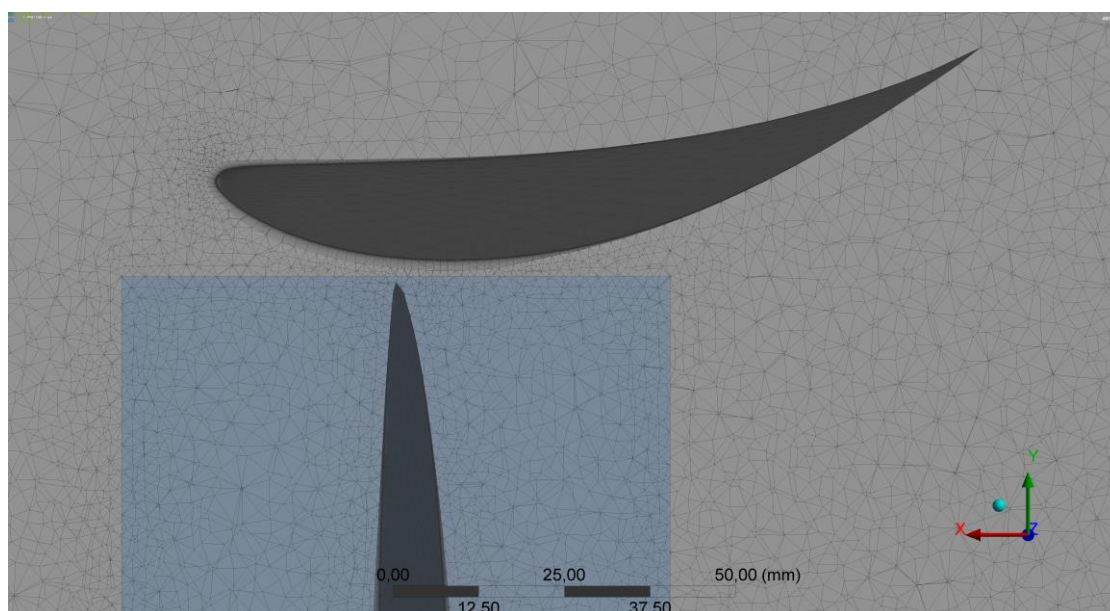


Figura 4.17. Vista em corte com detalhe do refinamento dos elementos orientados as superfícies por meio de *inflation*, da região de contato dos volumes e locais onde se espera maiores gradientes de pressão.

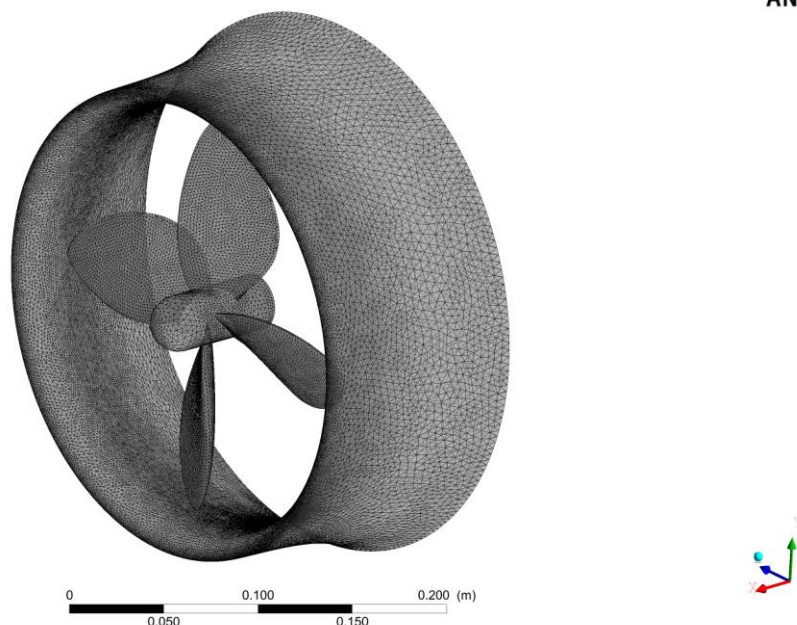


Figura 4.18. Malha de superfície sobre rotor e difusor. Seus elementos foram refinados para correta assimilação das malhas à geometria dos corpos.

Os tamanhos das malhas apresentaram entre 3,5 e 5 milhões de nós e qualidade ortogonal mínima na ordem de 10^{-4} , que atenderam as intenções consideradas na Subseção (4.1.2).

4.4.3 Condições de Contorno

As condições de contorno foram definidas conforme descrito na Subseção (4.1.3). As condições associadas aos domínios estático e rotativo são apresentadas na Fig. (4.19). O *inlet* do escoamento foi caracterizado com velocidade uniforme normal ao plano frontal de 10 m/s e intensidade turbulenta igual a 0,01; nas paredes laterais do domínio foi adicionada a condição de não escorregamento em parede lisa, também aplicada às superfícies do difusor. O *outlet* do domínio foi definido com pressão relativa nula. A pressão de referência em todo domínio é 1 atm. O fluido do escoamento, ar, foi definido isoterma a 25 °C, estabelecendo o estado do fluido às condições normais de temperatura e pressão.

Diferente do modelo de turbulência SST adotado nos casos anteriores, o domínio estático foi resolvido com o modelo de transição $\gamma-Re_\theta$. Se verificou que o modelo SST quando aplicado a mesma simulação apresentava diferença um pouco menor que 5% dos resultados obtidos usando o modelo de transição devido a sua incapacidade considerar as regiões laminares. Como é de interesse analisar o comportamento da transição do escoamento sobre o difusor e formação da bolha de separação, se optou por adotar o modelo de transição, cujos resultados, se espera serem mais acurados. A desvantagem do uso do modelo de transição foi o aumento considerável do número de iterações antes de atingir convergência e maior tempo de processamento pra cada iteração, devido a solução de duas equações de

transporte adicionais e o requerimento de discretização de alta ordem, aumentando o *wall clock time* mais de duas vezes comparado ao tempo requerido para solução dos modelos em SST.

Durante a solução da modelagem numérica um ponto de monitoramento foi definido para observar a convergência de C_P , de acordo com o procedimento descrito na Subseção (4.3.1).

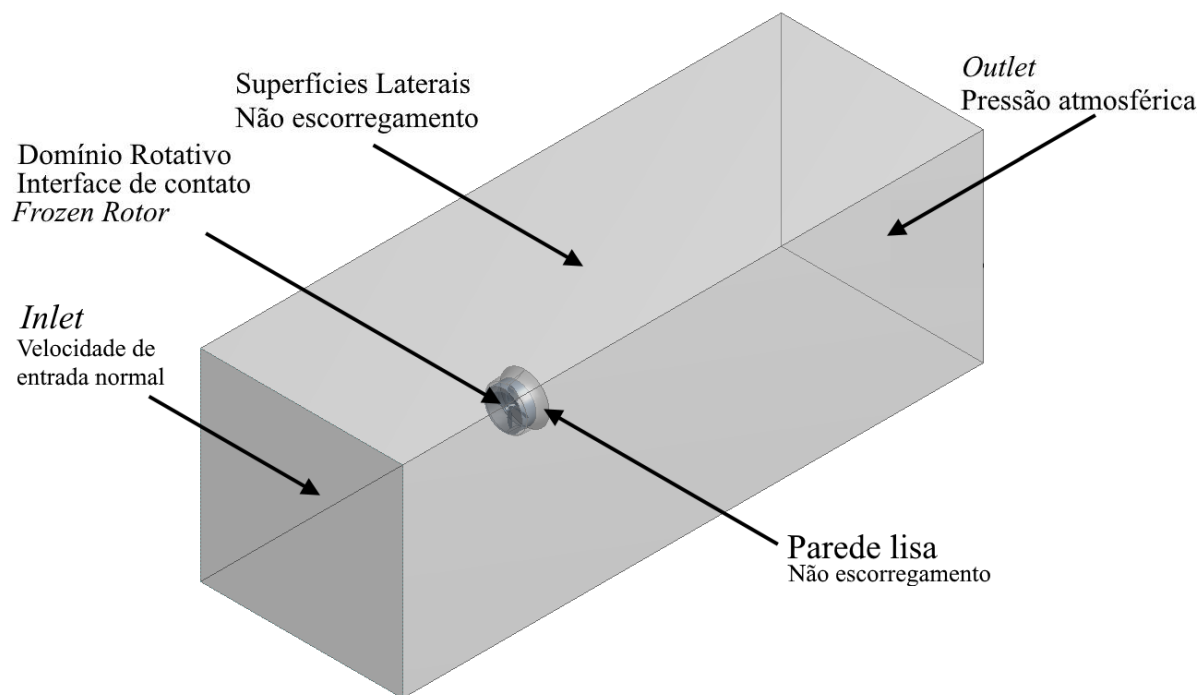


Figura 4.19. Condições de contorno adotadas no domínio computacional de conjunto rotor difusor.

4.5 INVESTIGAÇÃO DOS EFEITOS DE *BOUNDARY LAYER TRIP*

Consoante a argumentação apresentada na Seção (2.5), a adição de BLT aos difusores foi considerada sob a hipótese de aumento de potência extraída. Um ressalto foi posicionado ao difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha=10^\circ$ em quatro casos distintos, cada um em uma posição relativa a corda do aerofólio. A Figura (4.20) apresenta um exemplo da geometria elaborada.

O domínio computacional e condições de contorno empregados foram os mesmos adotados nas Subseções (4.4.1) e (4.4.3). Apenas o modelo de turbulência foi revertido ao SST pelo menor tempo de processamento necessário para convergência e devido a presença do BLT logo ao início do difusor, resultando em uma porção reduzida de escoamento laminar que não chega a transicionar.

Durante a solução da modelagem numérica um ponto de monitoramento foi definido para observar a convergência de C_P , de acordo com o procedimento descrito na Subseção (4.3.1).

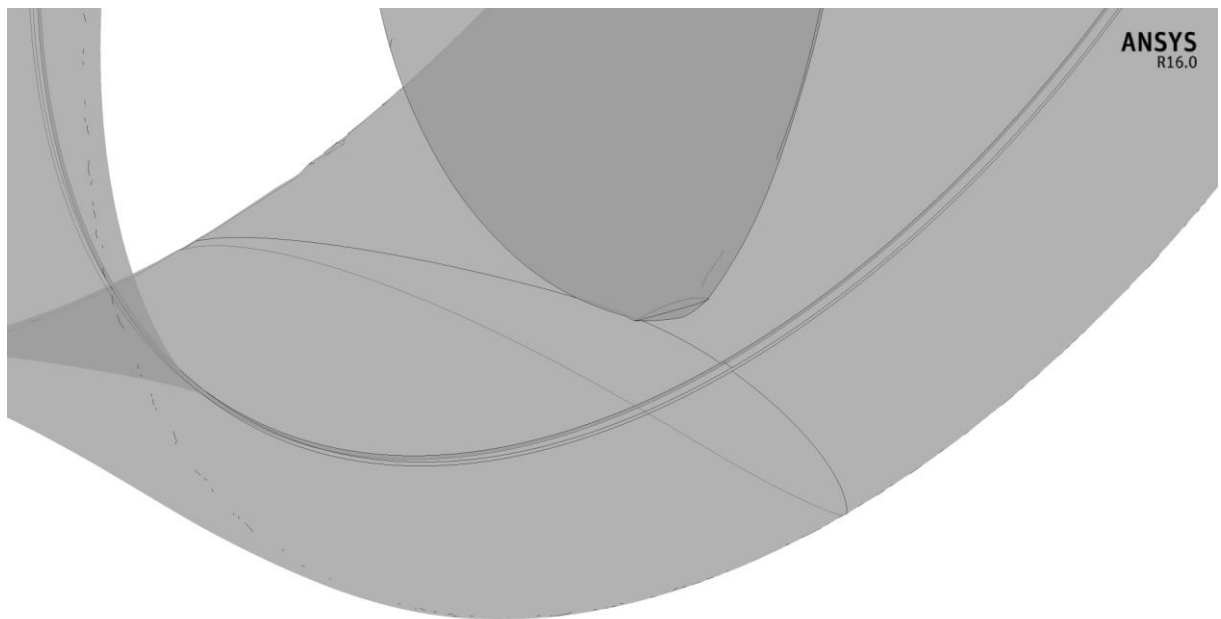


Figura 4.20. BLT de 0,5 mm aplicado a 10% de corda no difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha=10^\circ$.

4.5.1 Malha Numérica

O ressalto no difusor exigiu um refinamento de suas faces, tanto para aumento de resolução nesta região de gradientes intensos de pressão quanto para a própria malha ser capaz de se conformar a estes locais de pequenas dimensões. Para tanto, foi adicionado o recurso *face sizing* de 0,25 mm. A Figura (4.21) apresenta a malha refinada no ressalto.

As malhas resultantes apresentam cerca de 5,5 milhões de nós e qualidade ortogonal na ordem de 10^{-4} .

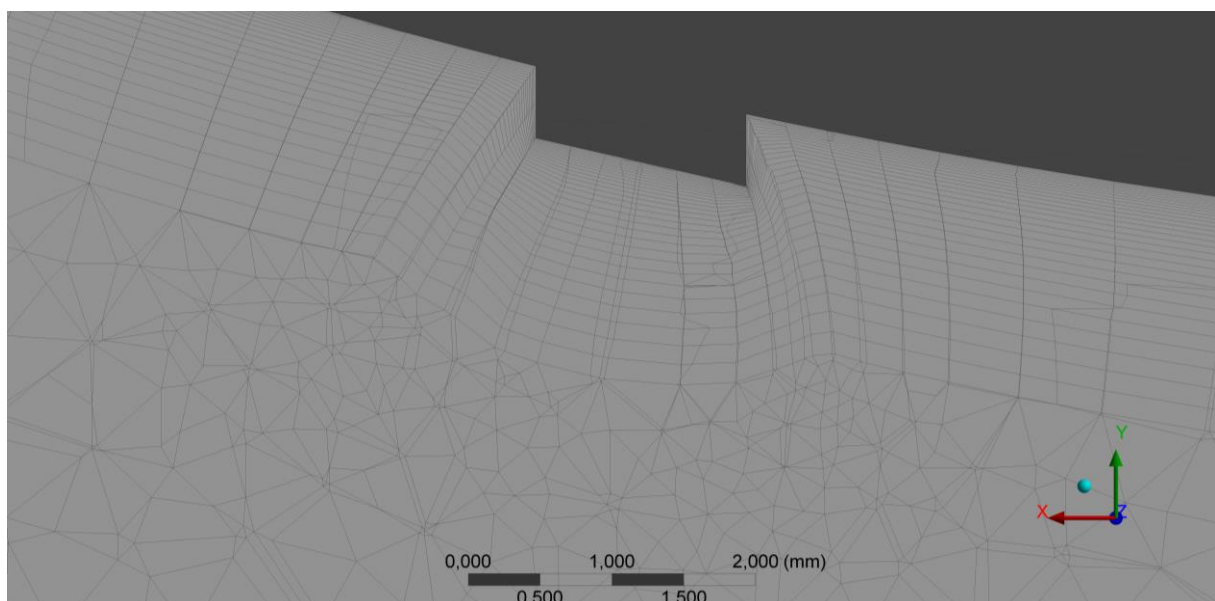


Figura 4.21. Detalhe de vista em corte da malha confeccionada pra BLT a 10% da corda. O ressalto exigiu refinamento de suas faces (0,25 mm), acoplado as camadas de *inflation*.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo é apresentado o compilado de dados pertinentes aos pontos de interesse nas simulações realizadas e suas respectivas análises.

5.1 DESEMPENHO ROTOR LIVRE

A geometria de rotor livre foi simulada numericamente sob $U_{\infty} = 10$ m/s e rotação variável (100, 125, 150, 175, 200 e 220 rad/s), abrangendo, e ultrapassando a faixa de desempenho máximo determinada experimentalmente. Os resultados são apresentados na Fig. (5.1).

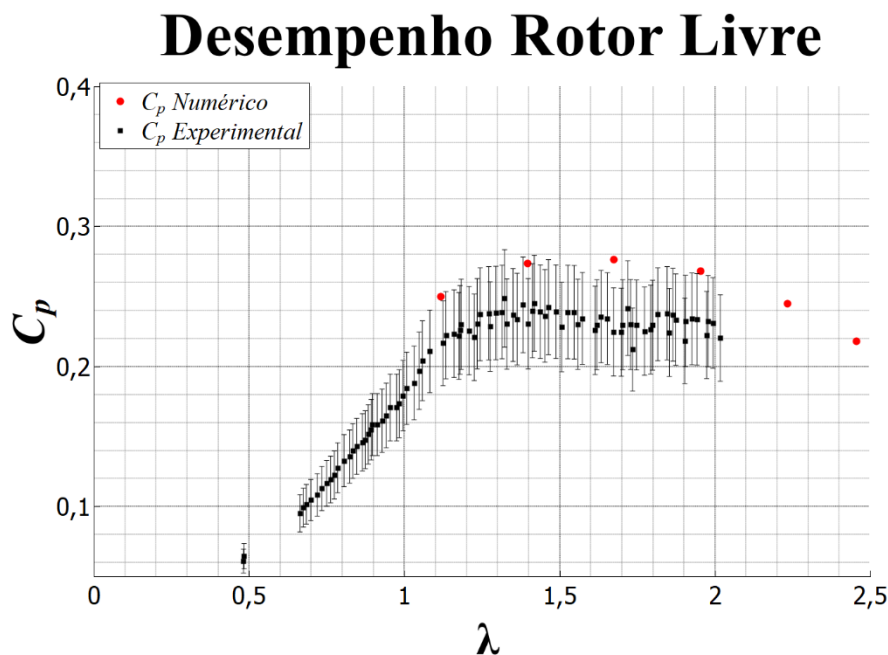


Figura 5.1. Desempenho rotor livre. FONTE DADOS EXPERIMENTAIS: NUNES, 2017.

Se observa a tendência das simulações numéricas apresentarem resultados próximos ao limite superior do erro experimental de 14% determinado por Nunes (2017). Visto que incidem sobre a faixa delimitada pelo erro experimental, os resultados obtidos numericamente são considerados satisfatórios.

5.2 DESEMPENHO DIFUSORES SEM ROTOR

A avaliação de desempenho dos difusores sem presença de rotor simulados no *software* CFX foi baseada no incremento de fluxo mássico devido a presença do difusor em relação ao fluxo do escoamento livre através da mesma área, conforme definido pela Eq. (5.1).

$$M_r = \frac{\dot{m}}{\rho U_\infty \pi R_s^2} = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{R_s} \rho u_x r dr d\theta}{\rho U_\infty \pi R_s^2}. \quad (5.1)$$

Se espera que quanto mais alto seja o incremento de fluxo mássico provocado pelo difusor, maior seja a potência convertida pelo rotor (contando que a elevação acentuada de velocidade do escoamento não acarrete em estolamento nas pás do rotor). A Figura (5.2) exhibe M_r obtido para as 29 configurações de difusor simuladas.

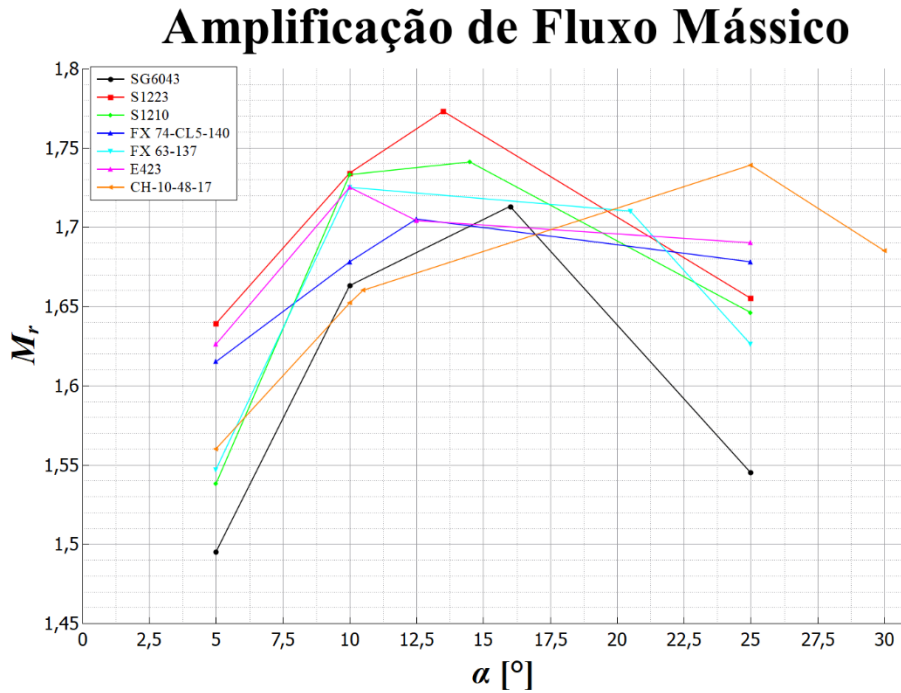


Figura 5.2. Amplificação de fluxo mássico no difusor sem rotor versus ângulo de abertura.

Se observa a partir da Fig. (5.2) um padrão de comportamento de quase todos os difusores em apresentar desempenho máximo no intervalo entre 10 e 20° e a seguir queda de desempenho. A exceção a esta tendência é o difusor gerado do aerofólio Chuch Hollinger CH 10-48-13, que atinge maior incremento de fluxo mássico em ângulos de abertura consideravelmente mais acentuados. Entre todos os difusores analisados, o gerado do aerofólio Selig S1223 com $\alpha=13,5^\circ$ apresentou o maior M_r de 1,773.

A distribuição de velocidade e o coeficiente de pressão estática tomados ao longo do eixo axissimétrico do difusor para $\alpha=10^\circ$ e $\alpha=25^\circ$ são apresentados nas Fig. (5.3), (5.4), (5.5) e (5.6). As distribuições corroboram os resultados apresentados na Fig. (5.2): Para $\alpha=10^\circ$, o difusor com aerofólio S1223 obtém o maior ganho de velocidade e ao mesmo tempo possui o menor coeficiente de pressão estática na saída do difusor, sugerindo melhor *performance* conforme argumentado na Seção (2.4). Para $\alpha=25^\circ$ o mesmo comportamento é observado para o difusor com aerofólio CH 10-48-13.

Na Figura (5.4) se observa que a recuperação de velocidade axial após o difusor é prejudicada com o aumento de α , em especial para os difusores dos aerofólios SG 6043 e FX 63-137. Esta é uma razão para estes aerofólios desempenharem de forma pobre com o aumento do ângulo de abertura.

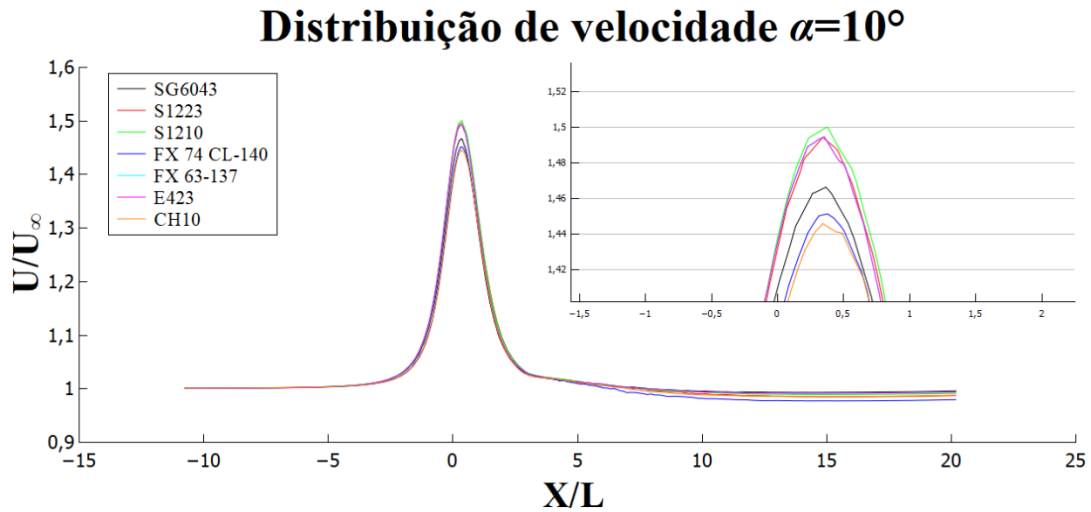


Figura 5.3. Distribuição de velocidade para $\alpha=10^\circ$.

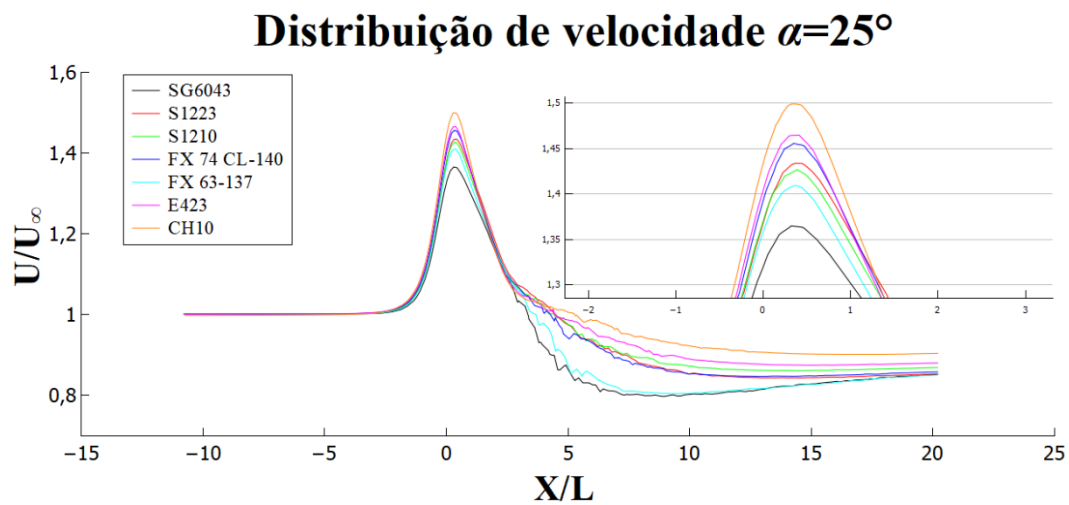


Figura 5.4. Distribuição de velocidade para $\alpha=25^\circ$.

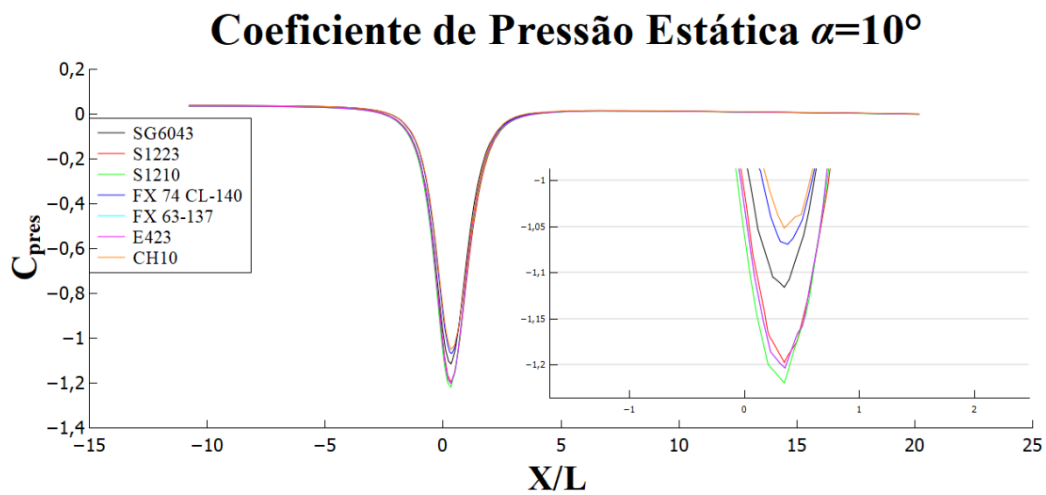


Figura 5.5. Coeficiente de pressão estática para $\alpha=10^\circ$.

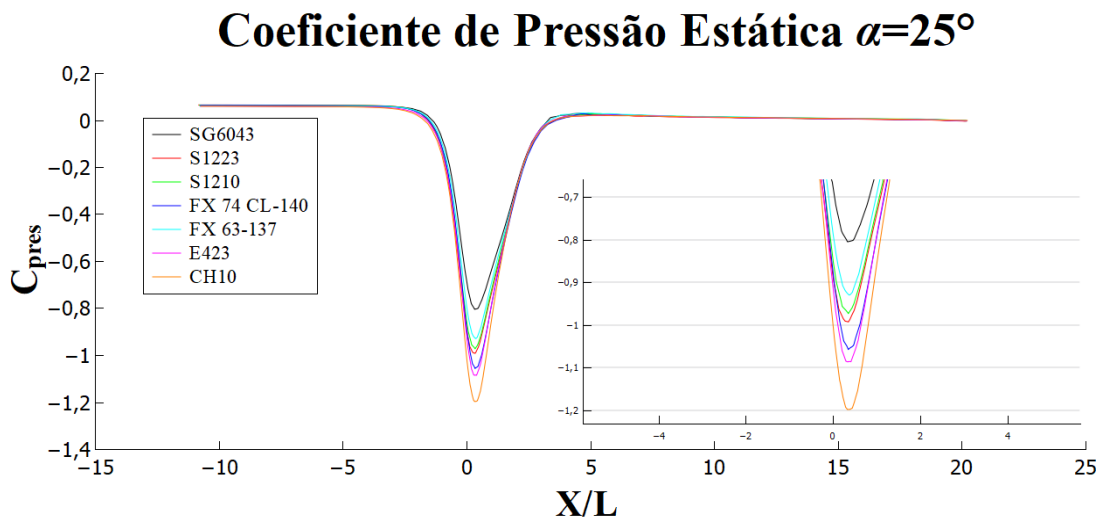


Figura 5.6. Coeficiente de pressão estática para $\alpha=25^\circ$.

5.3 CONJUNTO ROTOR E DIFUSOR

5.3.1 Análise Paramétrica

Sob condições de operação idênticas, diferentes configurações de conjuntos rotor e difusor - estes gerados a partir dos aerofólios CH 10-48-13 e S1223, foram simulados. A intenção é verificar a relação do coeficiente de potência com a variação do ângulo de abertura α do difusor. Os resultados obtidos são apresentados na Fig. (5.7).

Coeficiente de Potência

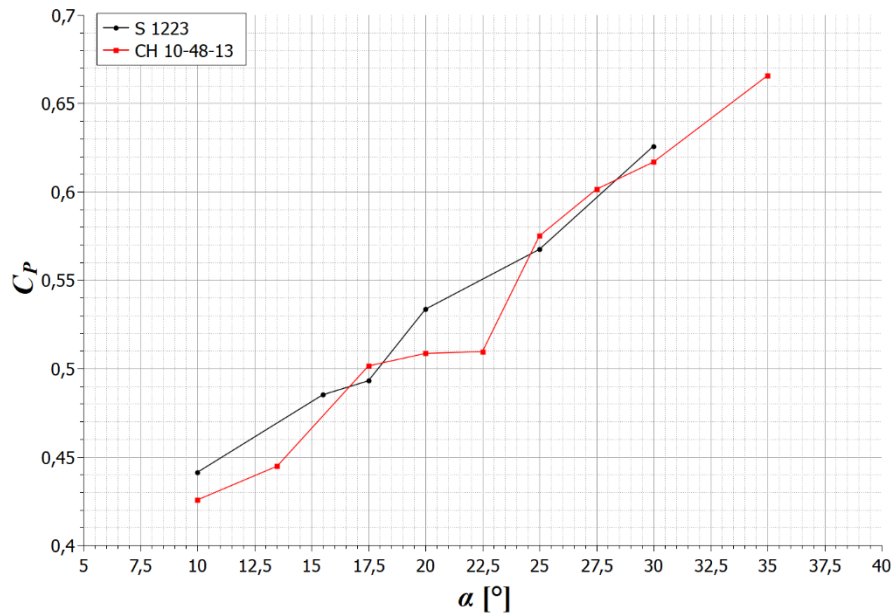


Figura 5.7. Coeficiente de potência versus ângulo de abertura. Condições constantes de operação: $U_\infty = 10$ m/s, $\Omega = 175$ rad/s.

Para todas as configurações simuladas houve ganho de potência com o aumento do ângulo de abertura, não atingindo a condição de estolamento para os casos estudados. Os comportamentos dos difusores observados na Fig. (5.2) é replicado parcialmente nas simulações com a presença do rotor. Isto é, partindo do valor inicial de α o aerofólio S1223 desempenha melhor que o CH 10-48-13 até aproximadamente 17° . Entre $17,5^\circ$ e $22,5^\circ$ este exibe desempenho praticamente constante. No intervalo entre 25° e $27,5^\circ$ o desempenho do CH 10-48-13 é ligeiramente melhor que o do S1223 mas volta a cair posteriormente. Os difusores gerados a partir do aerofólio S1223 apresentam um comportamento mais linear com o incremento de α .

Uma resposta para o comportamento de certa forma, ‘errático’, do perfil CH 10-48-13 pode ser encontrada a partir da análise do coeficiente de pressão de saída (Eq. (2.19)), apresentado na Fig. (5.8). Igra (1981) em sua teoria de escoamento unidimensional para difusores comenta a influência da pressão na saída do difusor no desempenho do conjunto, pois quanto mais baixa for, maior será a parcela de difusão do escoamento ocorrendo fora do difusor, desde a baixa pressão na saída do rotor até a atmosférica (ver Fig. (2.1)). Os dados de pressão de saída para o perfil CH 10-48-13 corroboram essa associação. No intervalo de $\alpha = 17,5^\circ$ até $22,5^\circ$ a pressão inclusive aumenta, comportamento de forma alguma desejável, como demonstra o desempenho do conjunto nessa faixa de ângulos. Isso reforça a argumentação de Igra (1981) que para cada geometria de difusor existe uma turbina ideal (ou melhor, uma turbina com fator de carga ideal para o conjunto).

Coeficiente de Pressão na Saída

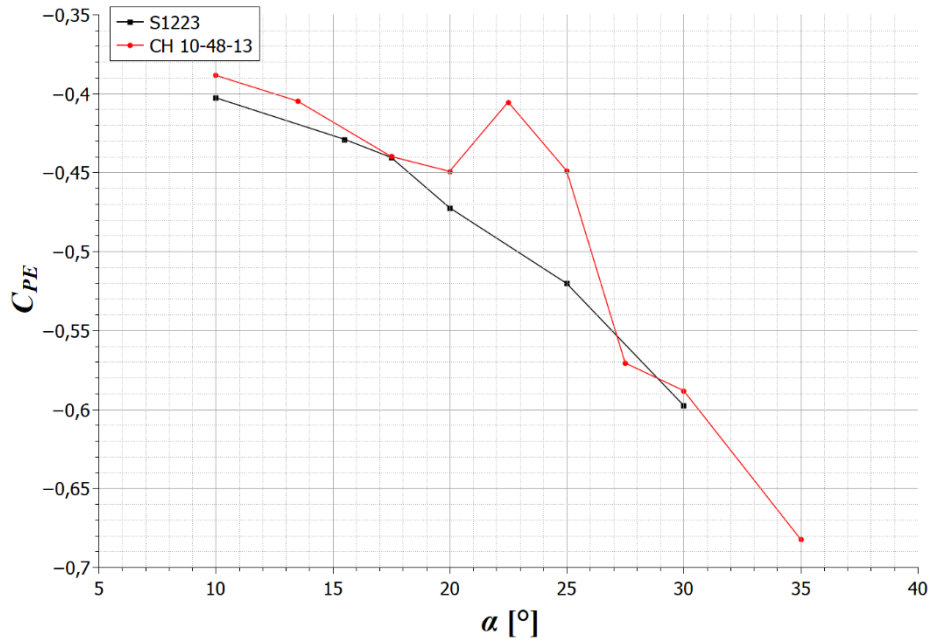


Figura 5.8. Pressão na saída do difusor versus ângulo de abertura. Condições constantes de operação: $U_{\infty} = 10$ m/s, $\Omega = 175$ rad/s.

5.3.2 Curvas de desempenho

As curvas de desempenho $C_P \times \lambda$ foram obtidas para dois difusores (cada um gerado de um dos aerofólios estudados na análise paramétrica) com mesmo $\alpha = 30^\circ$ e $U_{\infty} = 10$ m/s. Os dados foram comparados com o desempenho do rotor livre obtido numericamente (Seção 5.1). A Figura (5.9) e Tabelas (5.1) e (5.2) apresentam os resultados.

Coeficiente de Potência

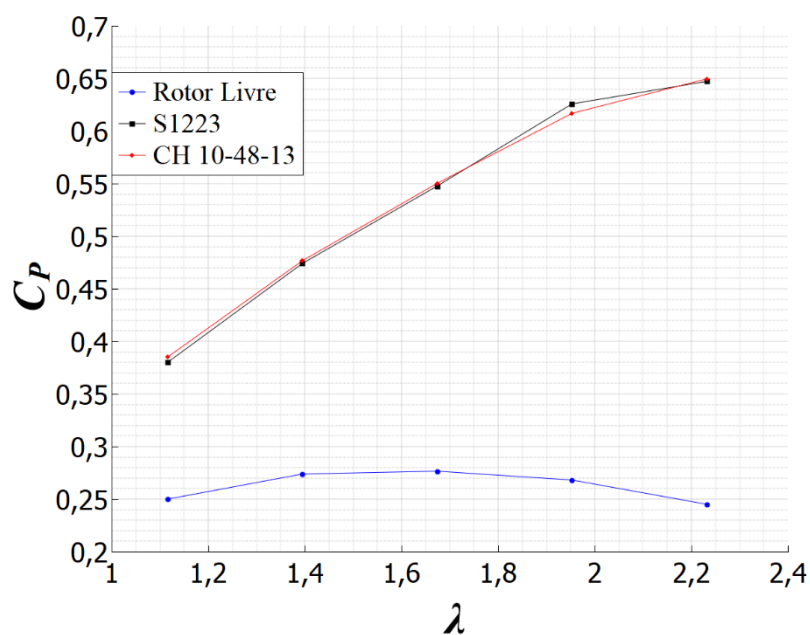


Figura 5.9. Coeficiente de potência para difusores e rotor livre. $U_{\infty} = 10$ m/s.

Tabela 5.1. Coeficiente de potência para difusores e rotor livre. $U_{\infty} = 10$ m/s.

λ	C_p		
	Rotor Livre	S1223 $\alpha = 30^\circ$	CH 10-48-13 $\alpha = 30^\circ$
1,116	0,25	0,3801	0,3851
1,395	0,2738	0,4741	0,4767
1,674	0,2765	0,5477	0,5503
1,953	0,2681	0,6258	0,6168
2,232	0,2450	0,6472	0,6496

Tabela 5.2. Ganho de desempenho em relação ao rotor livre.

λ	Ganho em relação ao rotor livre	
	S1223 $\alpha = 30^\circ$	CH 10-48-13 $\alpha = 30^\circ$
1,116	1,5204	1,5404
1,395	1,7311	1,7406
1,674	1,9804	1,9898
1,953	2,3337	2,3002
2,232	2,6406	2,6503

Para o ângulo de abertura igual a 30° não houve diferenças significativas na comparação do desempenhos entre os dois difusores, indicando que a faixa de operação estudada é propícia para a operação com difusor nessas configurações. As curvas de desempenho para os difusores apresentam tendência a continuar o crescimento com λ mais elevados, ao contrário do rotor livre que atinge seu patamar de extração máxima de energia cinética já em $\lambda = 1,67$ (150 rad/s). Foi possível ultrapassar limite de Betz para turbinas livres com o emprego dos difusores, com ganhos ampliados por um fator de até 2,65 vezes a potência da turbina livre.

5.3.3 Esteira Próxima

A esteira próxima é delimitada pela região a jusante do rotor até o ponto em que a pressão relativa é nula (Fig. 5.10). Esta região afeta diretamente a turbina devido à forte intensidade turbulenta ali presente, que se difunde gradualmente nas vizinhanças.

Para estudo da esteira próxima dos conjuntos, foi definida uma velocidade normalizada (U/U_{∞}) tomada a partir de planos perpendiculares a direção preferencial de $U_{\infty} = 10$ m/s distantes a 1, 4 e 9 diâmetros da saída dos difusores, onde $D = 223,2$ mm. Foram avaliados quatro conjuntos rotor difusor. Dois com $\alpha = 17,5^\circ$ e demais com $\alpha = 30^\circ$. Os resultados são apresentados nas Fig. (5.11) e (5.12).

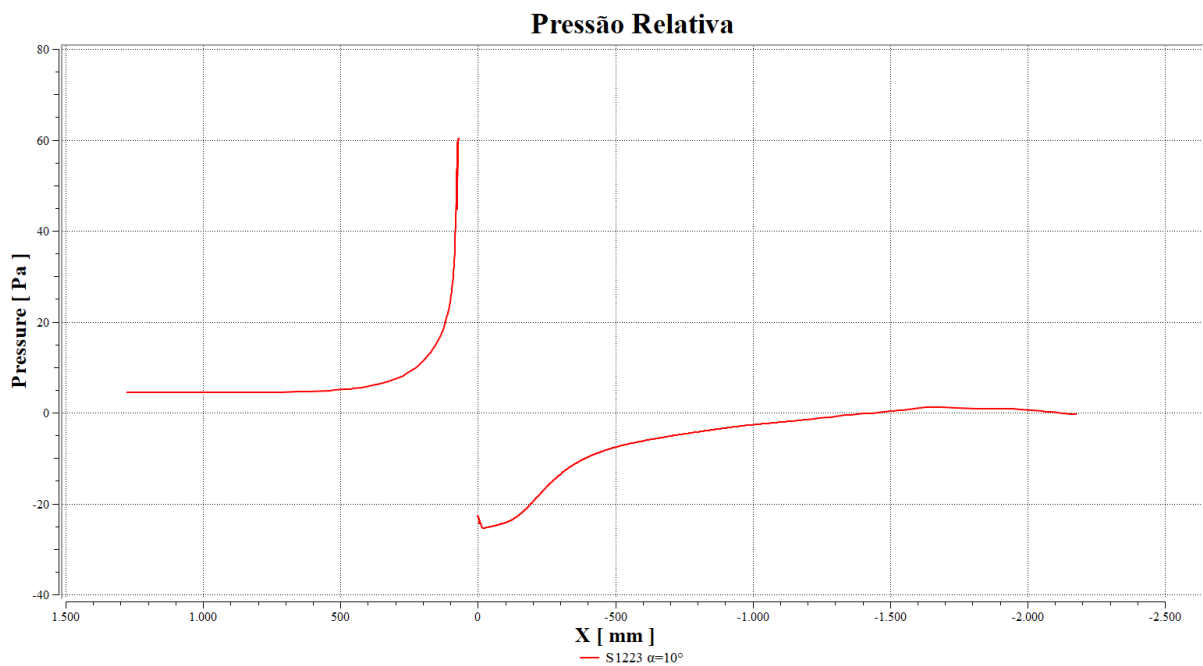
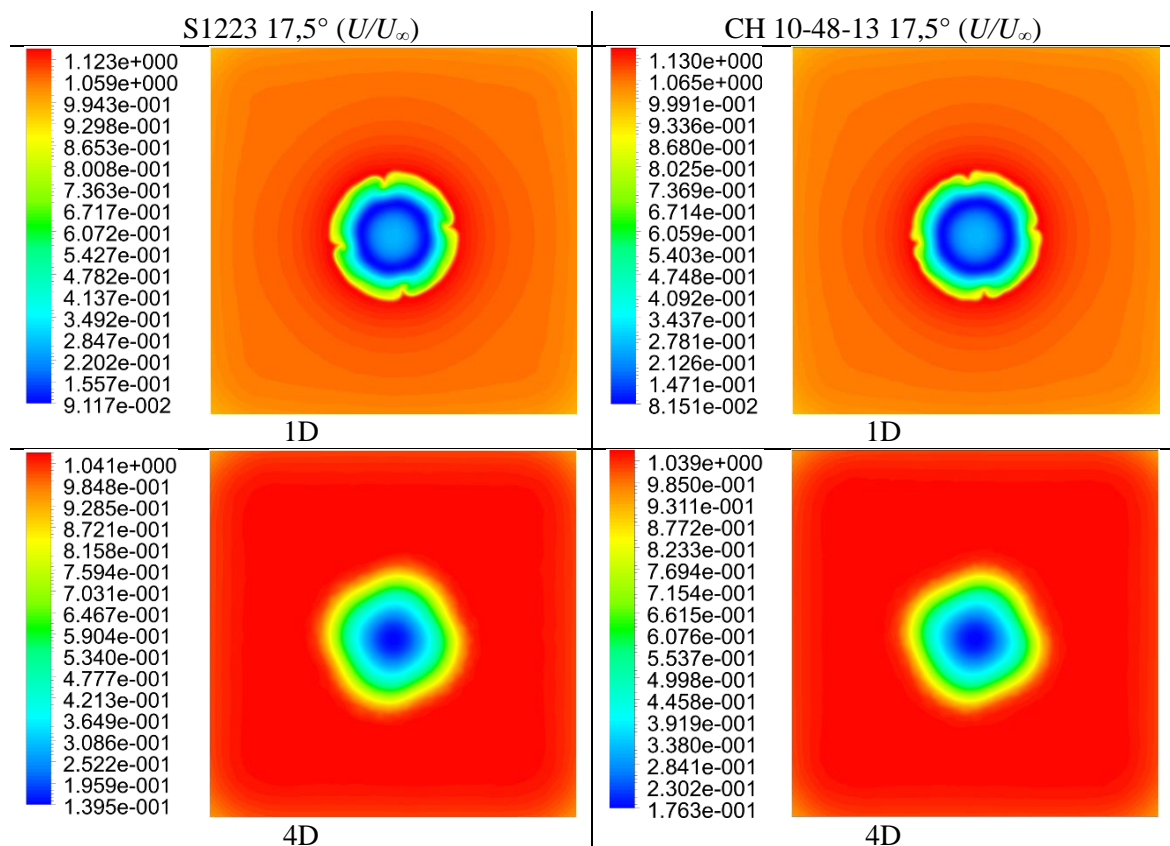


Figura 5.10. Pressão relativa tomada ao longo do eixo axial do rotor (situado na posição 0 mm) equipado com difusor de perfil S1223 $\alpha = 10^\circ$. A pressão ambiente é igualada após aproximadamente 6,7 diâmetros a jusante.



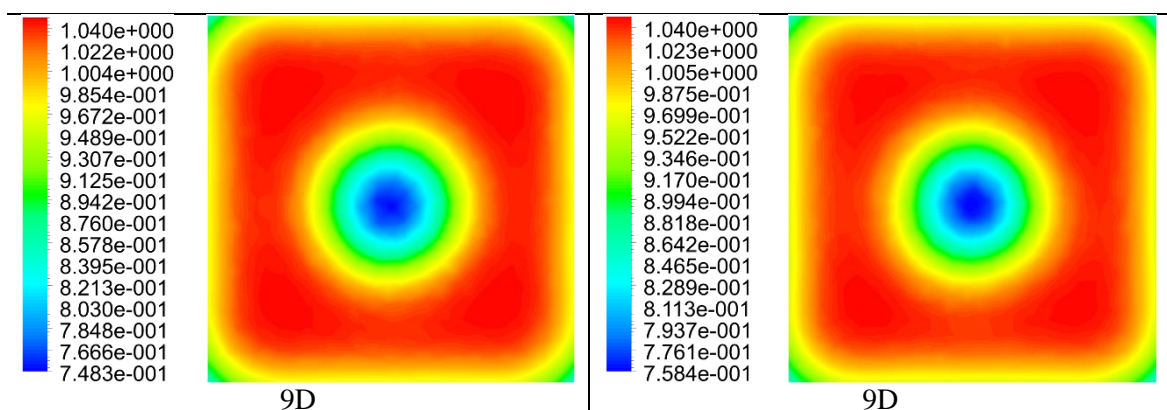


Figura 5.11. Contorno da velocidade normalizada a diferentes estações do domínio computacional para difusores com $\alpha = 17,5^\circ$.

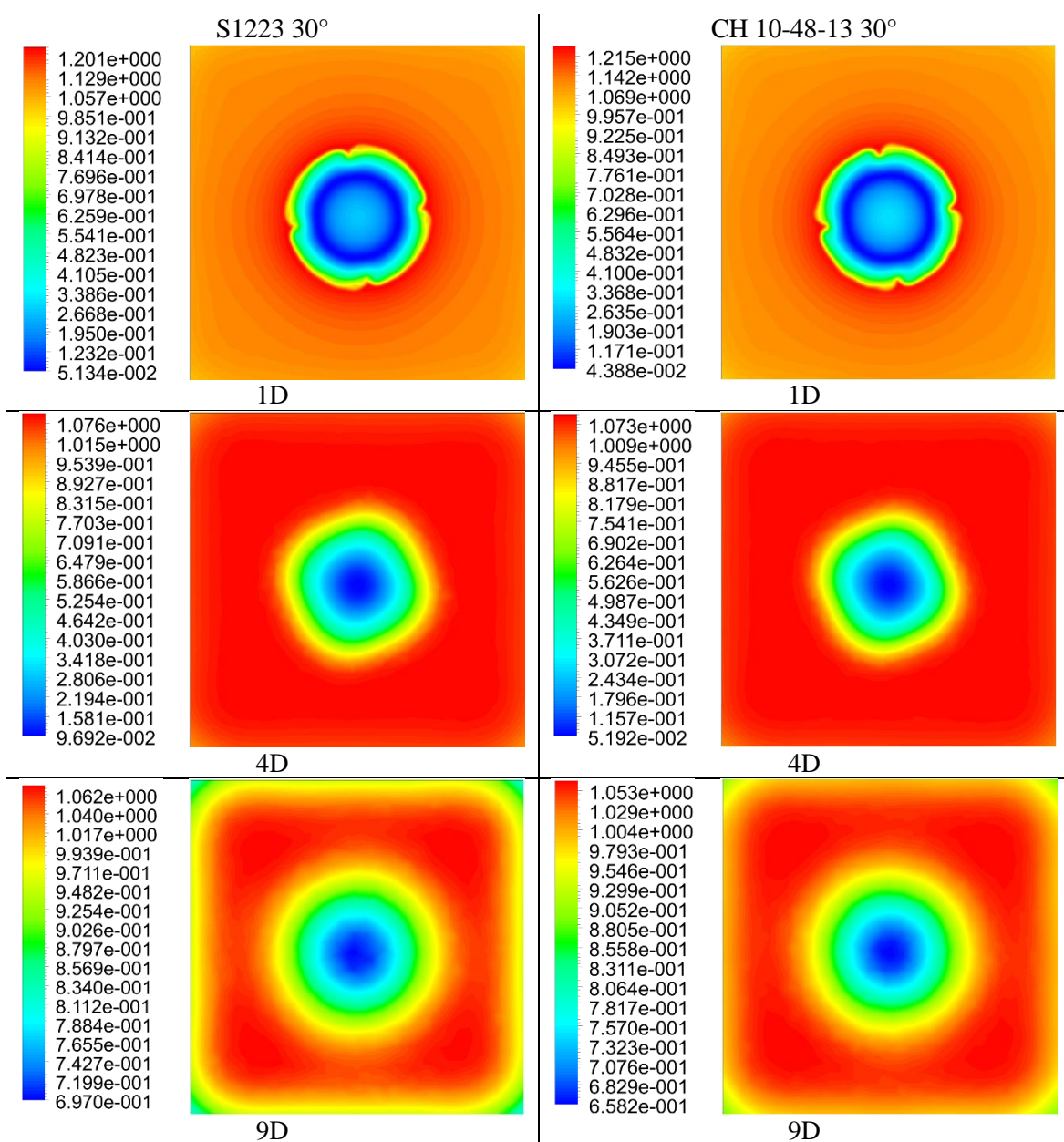


Figura 5.12. Contorno da velocidade normalizada a diferentes estações do domínio computacional para difusores com $\alpha = 30^\circ$.

O exame dos contornos mostra o déficit de velocidades entre o bulbo do rotor, onde a velocidade diminui devido a sua presença e a velocidade da vizinhança circundante, acelerada devido energia cinética do escoamento. Se observa que as esteiras dos difusores com $\alpha = 30^\circ$ se estendem por maiores comprimentos (maior *offset* da velocidade normalizada à unidade) por possuírem mais energia turbulenta a dissipar.

5.4 INVESTIGAÇÃO DOS EFEITOS DE *BOUNDARY LAYER TRIP*

A bolha de separação laminar (LSB), como argumentado na Seção (2.5), é um fenômeno cujo aerofólios operando em baixo Reynolds estão sujeitos. Isto levou a indagação se a presença da bolha afetaria negativamente o desempenho de conjuntos rotor difusor. A solução mais simples pra evitar tal ocorrência seria simplesmente aumentar o *Re* facilitando a transição. Entretanto, geometrias compactas de difusores para turbinas de pequeno porte ficam evidentemente à margem dessa possibilidade. A proposta elaborada neste trabalho seria a adição do *boundary layer trip* (BLT) a superfície do difusor objetivando a energização da camada limite e consequentemente eliminando ou mitigando a ocorrência da LSB. Para tal propósito foi adicionado ao perfil do difusor gerado do aerofólio S1223 $\alpha = 10^\circ$ pequenos ressaltos em posições de corda e de alturas diversos (ver Fig. 4.20) e simulados numericamente para verificar o desempenho do conjunto com a adição do recurso.

A Figura (5.13) exhibe a distribuição do coeficiente de pressão sobre a superfície do difusor. Os pontos mais próximos as pontas das pás do rotor sofrem gradientes de pressão muito mais intensos. São sobre as posições azimutais desses quatro pontos (um sob cada ponta de pá) que se observa o aparecimento de regiões de estagnação e recirculação típicas de bolha de separação laminar (Fig. 5.14). Nas outras posições, o resultado numérico mostrou os vetores de velocidade conformes a superfície do difusor até o bordo de fuga, sugerindo que para este regime e este comprimento de difusor, a camada limite sobre o bordo superior não encontra campo de pressão adverso o suficiente para a ocorrência da bolha de separação, não fosse a influência das pás do rotor.

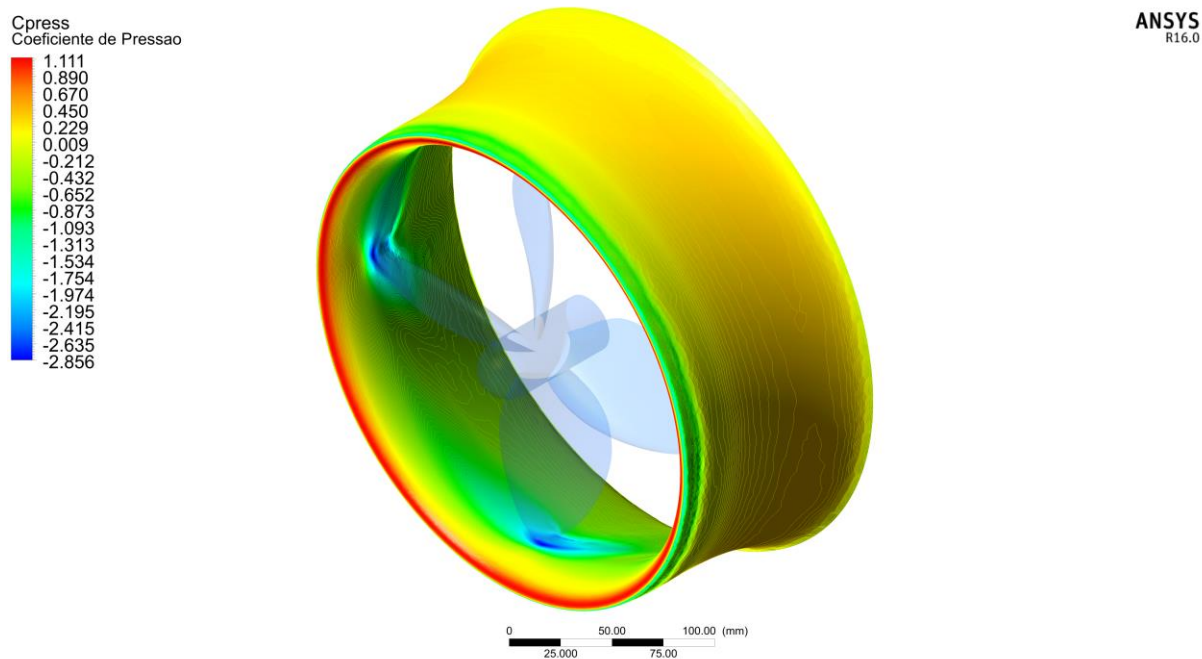


Figura 5.13. Distribuição de pressão sobre difusor gerado do perfil S1223 com $\alpha = 10^\circ$.

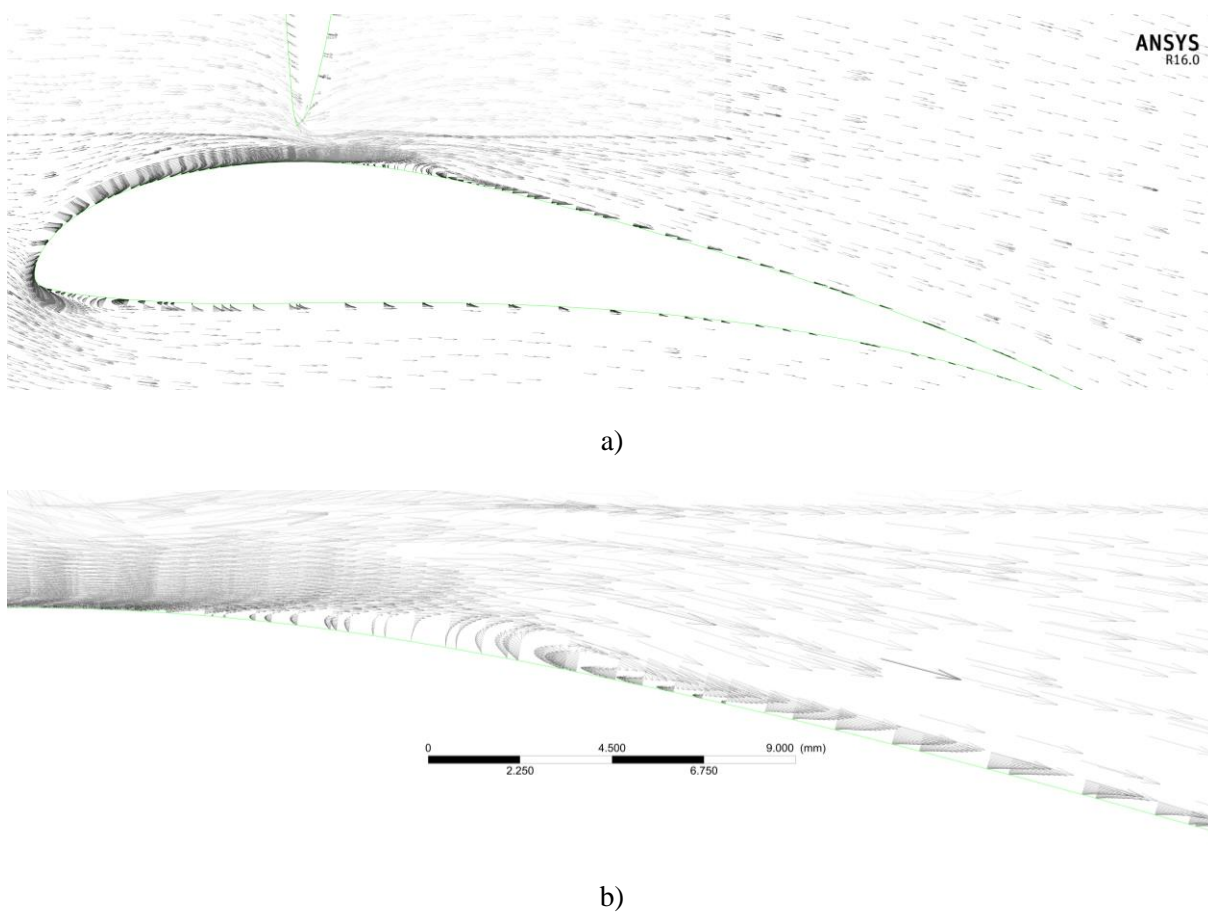


Figura 5.14. Vista em corte com o campo de velocidade sobre difusor gerado do perfil S1223 com $\alpha = 10^\circ$. a) Vetores de velocidade na posição azimuthal imediatamente abaixo da pá do rotor; b) Detalhe do mesmo campo logo após a pá, com a ocorrência de região de recirculação e estagnação,

conforme apontam os vetores de velocidade. Nas demais posições afastadas da influência das pás, o campo de velocidade percorre suavemente o dorso superior, sem ocorrência desse fenômeno.

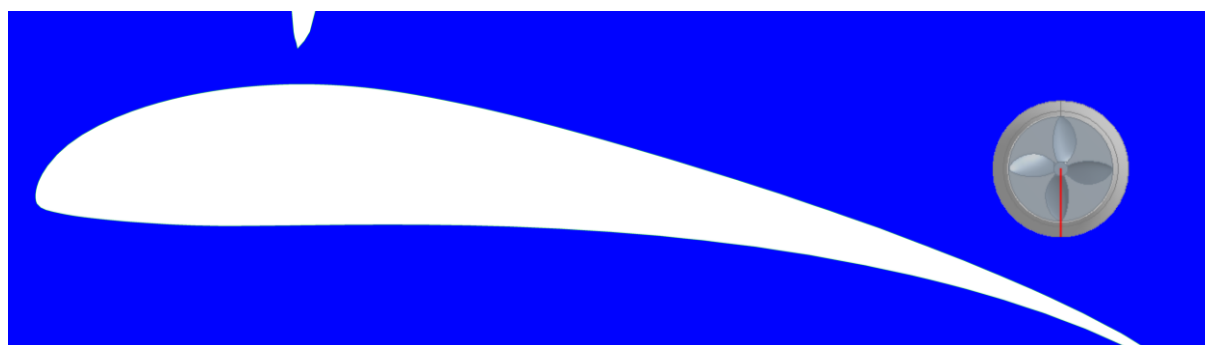
A Figura (5.14) permite visualizar a região de estagnação e recirculação (vetores em sentido contrário ao preferencial do escoamento) se estendendo por cerca de 12,6 mm, ou aproximadamente 11,3% da corda de aerofólio. Sua presença atua como uma pseudo espessura adicionada a superfície, a qual o escoamento deve contornar, gerando arrasto.

Sobre o mesmo difusor apresentado nas Fig. (5.13) e (5.14) foi adicionado quatro configurações diferentes de BLT, apresentadas na Tab. (5.3).

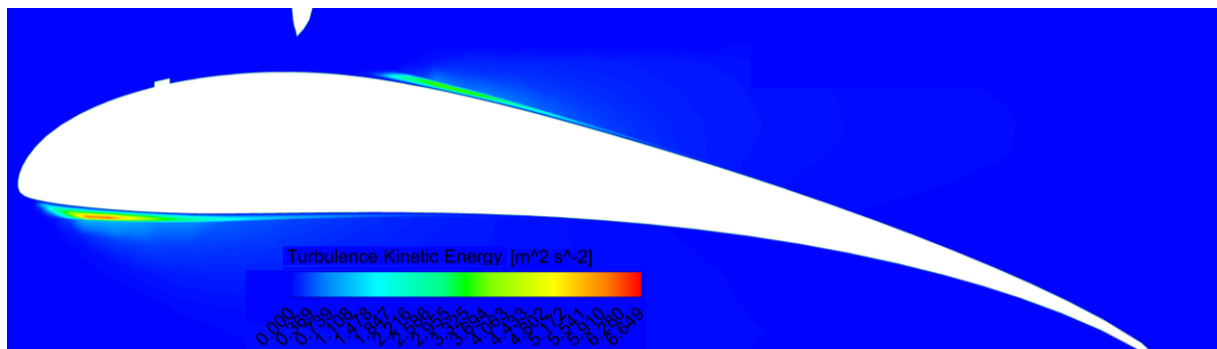
Tabela 5.3. Configurações de *Boundary layer Trip* no difusor gerado do aerofólio S1223 com $\alpha = 10^\circ$.

BLT	Posição (% de corda)	Altura [mm]
A	0,1c	0,5
B	0,1c	1
C	0,15c	0,5
D	0,2c	0,5

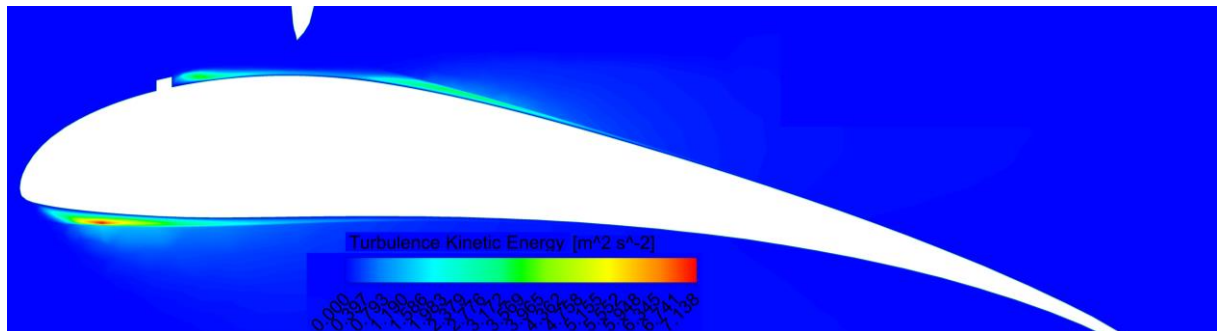
Os resultados numéricos mostraram que a adição dos ressaltos favorece a transição da camada limite, como pode ser observado na Fig. (5.15). A distribuição de energia cinética turbulenta é praticamente nula no difusor sem BLT. Com o BLT, a turbulência tende se a intensificar sobre a parede conforme aumenta a altura do ressaltos, persistindo inclusive sob o efeito do gradiente de pressão provocado pela pá do rotor logo acima.



a) Sem *Boundary Layer Trip*



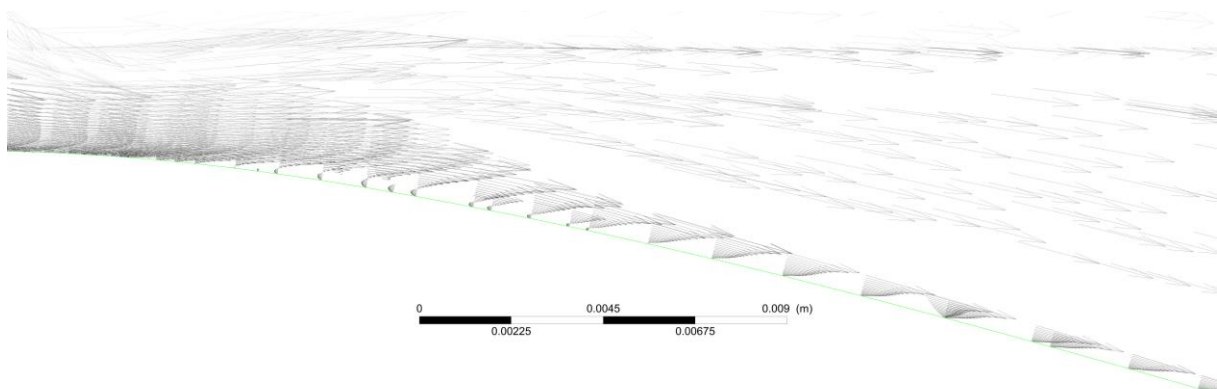
b) BLT 'A'



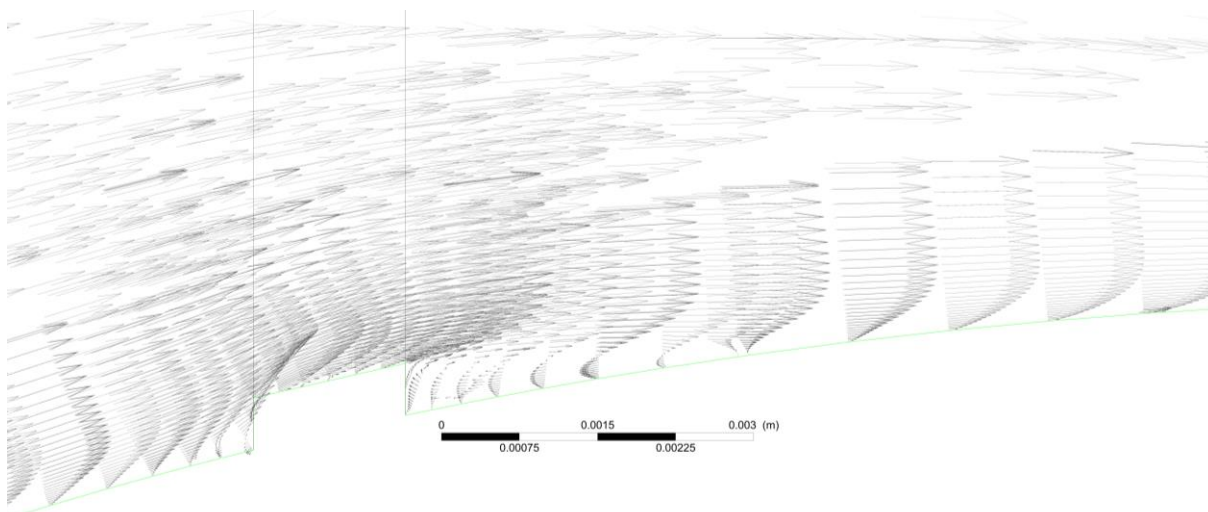
c) BLT 'B'

Figura 5.15. Distribuição de energia cinética turbulenta. Vista do plano de corte alinhado a pá do rotor.

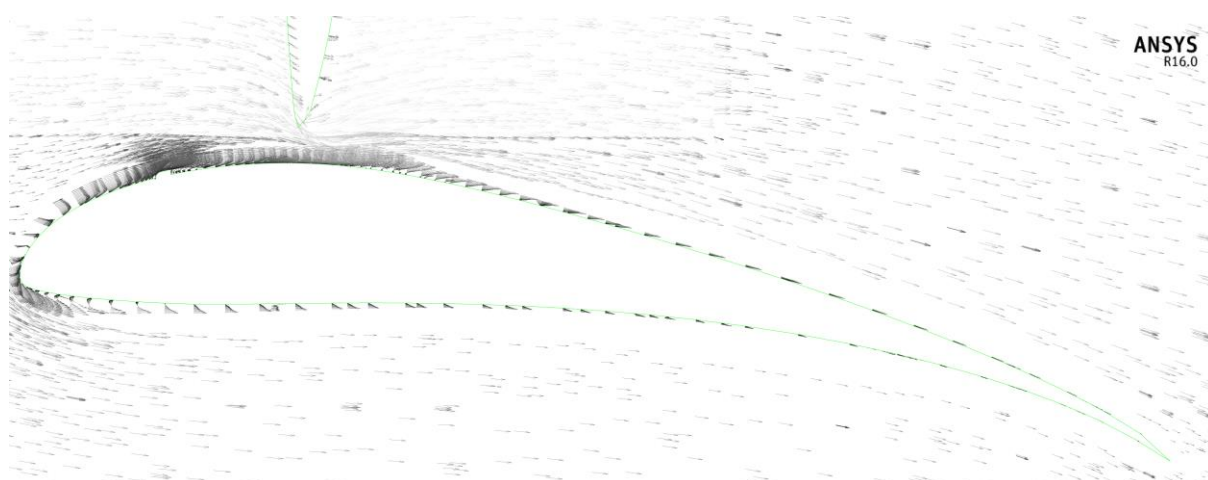
A distribuição do campo de velocidade para as configurações com o BLT 'A' e 'B' pode ser visualizada nas Fig. (5.16) e (5.17).



a)

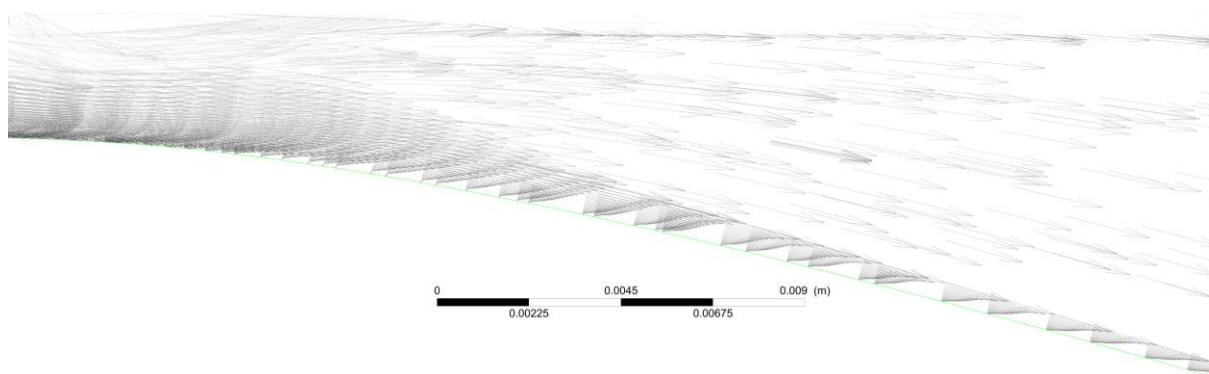


b)

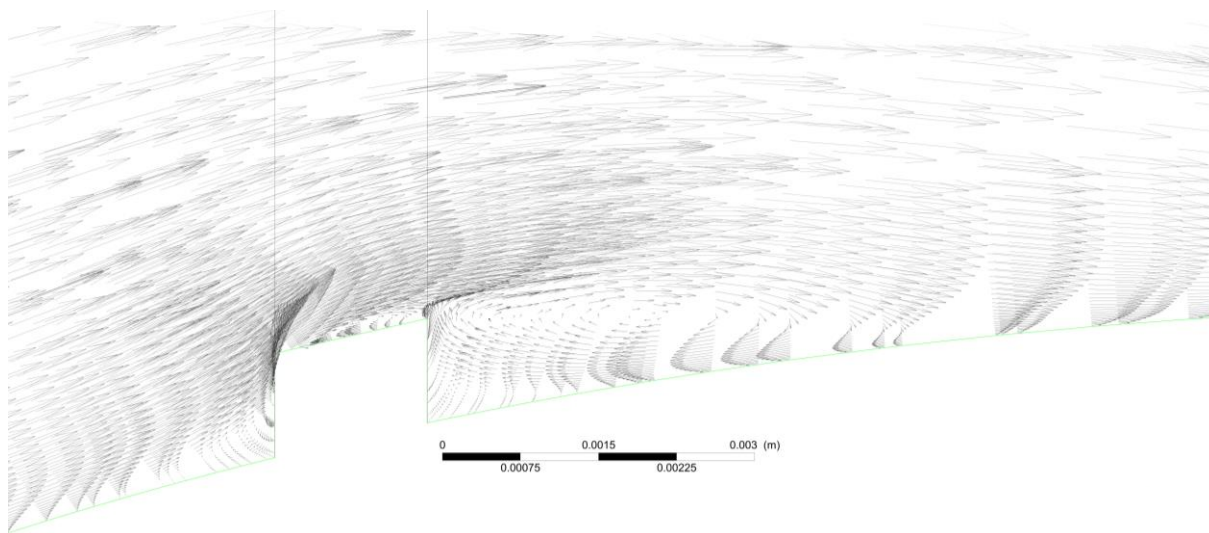


c)

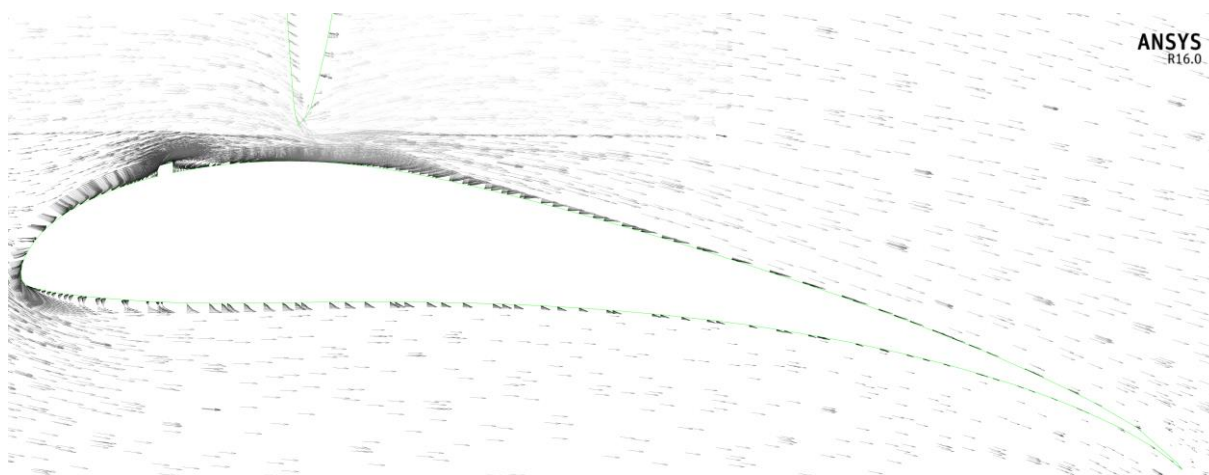
Figura 5.16. Boundary Layer Trip ‘A’. a) Vista do campo de velocidade na mesma posição do difusor observada na Fig. (5.14-b); b) Detalhe da distribuição dos vetores velocidade na região do ressalto; c) Vista geral do campo de velocidade sobre o difusor.



a)



b)



c)

Figura 5.17 Boundary Layer Trip ‘B’. a) Vista do campo de velocidade na mesma posição do difusor observada na Fig. (5.14-b); b) Detalhe da distribuição dos vetores velocidade na região do ressalto; c) Vista geral do campo de velocidade sobre o difusor.

Os campos de velocidade apresentados mostram a que os BLT efetivamente eliminam (BLT ‘B’) ou mitigam a extensão da região de estagnação (BLT ‘A’), tornando o escoamento a jusante aderido à superfície do difusor. Nos detalhes do ressalto se observa uma região de recirculação de fluido após o mesmo, que cresce de comprimento conforme a altura do ressalto aumenta.

O desempenho dos conjuntos rotor difusor com a presença dos ressalto apresentaram ligeira queda de desempenho em comparação ao conjunto original, apresentados na Tab. (5.4). Se avalia que o efeito benéfico da supressão da LSB foi suplantado pelo arrasto induzido da presença do ressalto somado a maior fricção do escoamento turbulento após o BLT. Caso as condições do escoamento (Re) e geometria do conjunto propiciassem a formação de uma bolha de separação laminar que ocupasse uma extensão

maior da corda e consequentemente afetasse de forma mais determinante o desempenho do difusor, é esperado que a adição da BLT fosse mais efetiva e favorecesse o desempenho do conjunto.

Tabela 5.4. Desempenho do conjunto rotor difusor com a adição do BLT, referenciado ao desempenho da geometria original.

BLT	C_P	Diferença (Ref: $C_P = 0,4412$)
A	0,4325	-1,97 %
B	0,4243	-3,83 %
C	0,4202	-4,76 %
D	0,4256	-3,53 %

O maior afastamento do ressalto em relação ao bordo de ataque resultou em pior desempenho, o que é esperado, visto que caso a região de estagnação ocorra antes ou muito próxima do BLT, o recurso perde o seu propósito inicial de suprimir sua ocorrência.

6 CONCLUSÕES

São apresentadas as conclusões do Projeto de Graduação; comparação dos resultados obtidos com os objetivos iniciais do Projeto e se estes foram satisfatoriamente atendidos. Também são apresentadas sugestões de trabalhos futuros que podem ser desenvolvidos a partir deste.

O Trabalho convergiu a proposição de geometrias de difusores capazes de elevar a potência convertida acima do limite proposto por Betz e ampliando o patamar de desempenho ótimo na curva de potência em comparação a turbina livre. A esta meta foram conciliada a intenção de se ter difusores razoavelmente compactos, resultando em menor custo e menos esforços mecânicos.

A análise paramétrica realizada se mostrou uma importante ferramenta no papel de auxiliar a definição dos parâmetros mais pertinentes ao projeto de difusores, indicando como o comportamento do rotor é afetado pelas variadas geometrias de difusor analisadas.

A faixa de operação em baixo *Re* proporcionou informações valiosas acerca da íntima interação entre rotor e difusor e como ambos afetam de forma mútua o comportamento do escoamento pelo conjunto, por exemplo com o surgimento das regiões de estagnação de fluido.

As validações do método numérico realizadas na primeira etapa do Projeto de Graduação foram valiosas à execução do Projeto Final, resultando na consolidação de uma metodologia amparada pela experiência e conhecimento teórico adquiridos ao longo do Trabalho que permitiram obter resultados numéricos com maior grau de confiança.

O uso de *boundary layer trips* foi fruto de uma hipótese inicial para uma aplicação ainda não encontrada na literatura, que é seu emprego em difusores sujeitos aos efeitos derivados da rotação do rotor. Os resultados não corresponderam tão satisfatoriamente a intenção inicial, mas também não representam descarte sumário da hipótese inicial. A investigação de outras configurações ou operação em outras faixas de número de Reynolds podem apresentar resultados positivos.

Entre os trabalhos futuros que podem se beneficiar e aprofundar as investigações apresentadas neste, são citados:

- Ensaio experimental dos conjuntos de difusor rotor apresentados e comparação aos dados numéricos. Os modelos simulados possuem dimensões que permite replicar os ensaios em túnel de vento;
- Aprofundamento da investigação sobre o uso de *boundary layer trips* em difusores, por avaliação experimental ou numérica. Nesta última, com especial atenção ao refinamento muito fino da região do ressalto, onde gradientes intensos de pressão são observados e se beneficiam de maior resolução;

- Investigação numérica ou experimental do emprego nos difusores de outros aparatos de controle passivo da camada limite, tais como *suction slots* e *riblets*;
- Avaliação paramétrica de outros parâmetros do difusor, incluindo modificação dos perfis aerodinâmicos linha média, espessura e angulação;
- Estudo detalhado da esteira dos conjuntos rotor difusor e efeitos provocados em campos de turbinas, com proposições de como mitigar estes efeitos.

7 REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABE, K.; OHYA, Y. An investigation of flow fields around flanged diffusers using CFD. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 92, p. 315-330, jan. 2004.
- ACKERMANN, T. (Org.). **Wind Power in Power Systems**. 1. ed. Chichester: John Wiley & Sons, 2005. 745 p.
- ALFONSI, G. On Direct Numerical Simulation of Turbulent Flows. **Applied Mechanics Reviews**, [S.l.], v. 64, p. 1-33, mar. 2011.
- ANDERSON, Jonh David. **Computational Fluid Dynamics: The Basics with Applications**. 1. ed. [S.l.]: McGraw-Hill, 1995. 383 p.
- ANSYS. Introduction to ANSYS CFX. **Ansys Inc.**, 2013.
- ANSYS. Introduction to ANSYS Meshing. **Ansys Inc.**, 2013.
- ANYI, M.; KIRKE, B. Evaluation of small axial flow hydrokinetic turbines for remote communities. **Energy for Sustainable Development**, [S.l.], v. 14, p. 110-116, fev. 2010.
- ARANAKE, A. C.; LAKSHMINARAYAN, V. K.; DURAISAMY, K. Computational analysis of shrouded wind turbine configurations using a 3-dimensional RANS solver. **Renewable Energy**, [S.l.], n. 75, p. 818-832, out. 2014.
- BERGESON, L.; GREENWALD, C. K. Sail assist developments 1979-1985. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 19, p. 45-114, jan. 1985.
- BONTEMPO, R.; MANNA, M. Effects of the duct thrust on the performance of ducted wind turbines. **Energy**, [S.l.], v. 99, p. 274-287, jul. 2016.
- BRITTO, V. S. **Estudo do Aumento de Potência em Turbinas Hidrocinéticas pela Ação de Difusores Hidrodinâmicos**. 2015. 77 p. Projeto de Graduação (Bacharel em Engenharia Mecânica) - Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, 2015.
- BURTON, T. et al. **Wind Energy Handbook**. 2. ed. Nova Iorque: Wiley, 2011. 742 p.
- CARRIVEAU, R. (Org.). **Fundamental and Advanced Topics in Wind Power**. [S.l.]: InTech, 2011.
- CARTER, R. A. Boat Remains and maritime trade in the Persian Gulf during sixth and fifth millennia BC. **Antiquity**, [S.l.], v. 80, p. 52-63, jul. 2011.
- DAVIDSON, L. **An Introduction to Turbulence Models**. Gotemburgo: CHALMERS, 2017. 49 p.
- DRELA, M. XFOIL: An analysis and design system for low Reynolds number airfoils. **Low Reynolds number aerodynamics**, [S.l.], v. 54, p. 1-12, jan. 1989.
- DUQUE, E. P. N.; BURKLUND, M. D.; JOHNSON, W. Navier-stokes and comprehensive analysis performance predictions of the nrel phase vi experiment. **41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit**, Reno, Nevada, jan. 2003. 19 p.
- ELS, R. H. van; BRASIL JUNIOR, A. C. P. The Brazilian experience with hydrokinetic turbines. **Energy Procedia**, [S.l.], v. 75, p. 259-264, jan. 2015.

- FOREMAN, K. M.; GILBERT, B.; OMAN, R. A. DIFFUSER AUGMENTATION OF WIND TURBINES . **Solar Energy**, Grã-Bretanha, v. 20, p. 305-311, jan. 1978.
- FUGLSANG, P. et al. Design and Verification of the Risø-B1 Airfoil Family for Wind Turbines. **Journal of Solar Energy Engineering**, [S.l.], v. 126, p. 1002-1010, nov. 2004.
- GILBERT, B. L.; FOREMAN, K. M. Experiments With a Diffuser-Augmented Model Wind Turbine. **Journal of Energy Resources Technology**, [S.l.], v. 105, p. 46-53, mar. 1983.
- Global Wind Report**. Global Wind Energy Council, [S.I.]: 2016. 76 p.
- HAND, M. M. et al. **Unsteady Aerodynamics Experiment Phase VI: Wind Tunnel Test Configurations and Available Data Campaigns**. Cole Boulevard: National Renewable Energy Laboratory, 2001. 310 p.
- HANSEN, M. O. L. **Aerodynamics of Wind Turbines**. 2. ed. Londres: Earthscan, 2008. 181 p.
- HANSEN, M. O. L.; SØRENSEN, N. N.; FLAY, R. G. Effect of Placing a Diffuser around a Wind Turbine. **Wind Energy**, [S.l.], v. 3, p. 207-213, jan. 2000.
- HAU, E. **Wind Turbines: Fundamentals, Technologies, Application, Economics**. 3. ed. Londres: Springer, 2013. 886 p.
- HOLANDA, P. S. et al. Assessment of hydrokinetic energy resources downstream of hydropower plants. **Renewable Energy**, [S.l.], v. 101, p. 1203-1214, fev. 2017.
- HOUGHTON, E. L.; CARPENTER, P. W. **Aerodynamics for Engineering Students**. 5. ed. Burlington: Butterworth-Heinemann, 2003. 614 p.
- HSU, M.; AKKERMAN, I.; BAZILEVS, Y. Finite element simulation of wind turbine aerodynamics: validation study using NREL Phase VI experiment. **Wind Energy**, [S.l.], v. 17, p. 461-481, mar. 2013.
- IGRA, O. Research and Development for Shrouded Wind Turbines. **Energy Conversion & Management**, Grã-Bretanha, v. 21, p. 13-48, jan. 1981.
- JAFARI, S. A. H.; KOSASIH, B. Flow analysis of shrouded small wind turbine with a simple frustum diffuser with computational fluid dynamics simulations. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 125, p. 102-110, jan. 2014.
- KHAN, M. J. et al. Hydrokinetic energy conversion systems and assessment of horizontal and vertical axis turbines for river and tidal applications: A technology status review. **Applied Energy**, [S.l.], v. 86, p. 1823-1835, abr. 2009.
- LAGO, L. I.; PONTA, F. L.; CHEN, L. Advances and trends in hydrokinetic turbine systems. **Energy for Sustainable Development**, [S.l.], v. 14, p. 287-296, set. 2010.
- LE, H.; MOIN, P.; KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. **Journal of Fluid Mechanics**, [S.l.], v. 330, p. 349-374, jan. 1997.
- LIEBECK, R. H. Design of Subsonic Airfoils for High Lift. **Journal of Aircraft**, [S.l.], v. 15, n. 9, p. 547-561, set. 1978.
- LISSAMAN, P. B. S. LOW-REYNOLDS-NUMBER AIRFOILS. **Annual Review of Fluid Mechanics**, [S.l.], v. 15, p. 223-239, jan. 1983.

- LYON, C. A.; SELIG, M. S.; BROEREN, A. P. BOUNDARY LAYER TRIPS ON AIRFOILS AT LOW REYNOLDS NUMBERS. **American Institute of Aeronautics and Astronautics**, Reno, p. 1-17, jan. 1997.
- MAALAWI, K. Y.; BADR, M. A. A practical approach for selecting optimum wind rotors. **Renewable Energy**, [S.l.], v. 28, p. 803-822, jan. 2003.
- MACIAS, M. M. et al. A FEASIBILITY STUDY ON THE USE OF WIND TUNNEL EXPERIMENTS FOR HYDROKINETIC TURBINES. **HIDRO&HYDRO**, [S.l.], v. 64, n. 5, p. 15-19, jan. 2015.
- MACÍAS, M. M. **ESTUDO EXPERIMENTAL EM TÚNEL DE VENTO DE TURBINAS DE EIXO HORIZONTAL**. 2016. 119 p. Dissertação (Mestrado em Ciências Mecânicas) - Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, 2016.
- Manual de Inventário Hidroelétrico de Bacias Hidrográficas**. Ministério de Minas e Energia, Brasília: 2007. 686 p.
- MENTER, F. R. Zonal Two Equation $k-\omega$, Turbulence Models for Aerodynamic Flows. **24th Fluid Dynamics Conference**, Moffett Field, p. 1-21, jul. 1993.
- MENTER, F. R.; LANGTRY, R.; VÖLKER, S. Transition Modelling for General Purpose CFD Codes. **Flow Turbulence Combust**, [S.l.], v. 77, p. 277-303, ago. 2006.
- MILNE-THOMSON, L. M. **Theoretical Aerodynamics**. 4. ed. Nova Iorque: Dover Publications, 1973. 430 p.
- MO, J. O. et al. Effects of wind speed changes on wake instability of a wind turbine in a virtual wind tunnel using large eddy simulation. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 117, p. 38-56, mar. 2013.
- MOIN, P.; MAHESH, K. Direct numerical simulation: A Tool in Turbulence Research. **Annual Review of Fluid Mechanics**, [S.l.], v. 30, p. 539-578, jan. 1998.
- MOSER, R. D.; KIM, J.; MANSOUR, N. N. Direct numerical simulation of turbulent channel flow up to $Re_\tau = 590$. **Physics of Fluids**, [S.l.], v. 11, n. 4, p. 943-945, abr. 1999.
- MOSHFEGHI, M.; SONG, Y. J.; XIE, Y. H. Effects of near-wall grid spacing on SST-K- ω model using NREL Phase VI horizontal axis wind turbine. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 107, p. 94-105, abr. 2012.
- NUNES, M. M. **Estudo experimental de difusor hidrodinâmico para turbinas hidrocinéticas**. 2017. 89 p. Projeto de Graduação (Bacharel em Engenharia Mecânica) - Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, 2017.
- OHYA, Y. et al. Development of a shrouded wind turbine with a flanged diffuser. **Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics**, [S.l.], v. 96, p. 524-539, mar. 2008.
- OHYA, Y.; KARASUDANI, T. A shrouded wind turbine generating high output power with wind-lens technology. **Energies**, [S.l.], v. 3, p. 634-649, mar. 2010.
- OLWI, I.; GHAZI, M. Effect of Wing Tip Vortices on a Trailing Aircraft. **AIAA Journal**, [S.l.], v. 30, n. 9, p. 203-211, set. 1992.

POTSDAM, M. A.; MAVRIPLIS, D. J. Unstructured Mesh CFD Aerodynamic Analysis of the NREL Phase VI Rotor. **47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including The New Horizons Forum and Aerospace Exposition**, Orlando, Florida, jan. 2009. 18 p.

Resenha Energética Brasileira: Exercício de 2016. Ministério de Minas e Energia, Brasília: 2016. 32 p.

SCHLICHTING, H. **Boundary-Layer Theory**. 7. ed. Nova Iorque: McGraw-Hill, 1979. 817 p.

SCHUBEL, P. J.; CROSSLEY, R. J. Wind Turbine Blade Design. **Energies**, [S.l.], v. 5, p. 3425-3449, jan. 2012.

SELIG, M. S. **Low Reynolds Number Airfoil Design Lecture Notes**. [S.l.: s.n.], 2003. 43 p.

SHIH, T. et al. A new k- ϵ eddy viscosity model for high Reynolds number turbulent flows. **Computer Fluids**, [S.l.], v. 24, n. 3, p. 227-238, jan. 1995.

SILVA, P. A. S. F. et al. Analysis of cavitation for the optimized design of hydrokinetic turbines using BEM. **Applied Energy**, [S.l.], in press, jan. 2016.

SILVA, P. A. S. F. et al. Design of Hydrokinetic Turbine Blades Considering Cavitation. **Energy Procedia**, [S.l.], v. 75, p. 277-282, jan. 2015.

SILVA, P. A. S. F. et al. Numerical Study of Wake Characteristics in a Horizontal-Axis Hydrokinetic Turbine. **Anais da Academia Brasileira de Ciências**, [S.l.], v. 88, n. 4, p. 2441-2456, out. 2016.

SILVA, P. A. S. F. **ESTUDO NUMÉRICO DE TURBINAS HIDROCINÉTICAS DE EIXO HORIZONTAL**. 2013. 103 p. Dissertação (Mestrado em Ciências Mecânicas) - Faculdade de Tecnologia, Universidade de Brasília, Brasília, 2013.

SNEL, H. Review of Aerodynamics for Wind Turbines. **Wind Energy**, [S.l.], v. 6, p. 203-211, jan. 2013.

SØRENSEN, N. N.; MICHELSEN, J. A.; SCHREEK, S. Navier-Stokes predictions of the NREL Phase VI rotor in the NASA Ames 80-by-120 wind tunnel. **2002 ASME Wind Energy Symposium**, Reno, Nevada, jan. 2002. 12 p.

SØRENSEN, N. N.; MICHELSEN, J. A.; SCHRECK, S. Detached-Eddy Simulation of Flow Around the NREL Phase VI Blade. **Wind Energy**, [S.l.], v. 5, p. 185-197, jan. 2002.

SPALART, P. R. et al. Comments on the feasibility of LES for wings, and on a hybrid RANS/LES approach. **Advances in DNS/LES**, [S.l.], jan. 1998. 11 p.

SPALART, P. R.; ALLMARAS, S. R. A one-equation turbulence model for aerodynamic flows. **La Recherche Aéronautique**, [S.l.], n. 1, p. 5-21, jan. 1994.

SREEJITH, B. K.; SATHYABHAMA, A. Numerical study on effect of boundary layer trips on aerodynamic performance of E216 airfoil. **Engineering Science and Technology, an International Journal**, [S.l.], v. 21, p. 77-88, fev. 2018.

VAZ, J. R. P.; PINHO, J. T.; MESQUITA, A. L. A. An extension of BEM method applied to horizontal-axis wind turbine design. **Renewable Energy**, [S.l.], v. 36, p. 1734-1740, jan. 2011.

- VAZ, J. R. P.; WOOD, D. H. Aerodynamic optimization of the blades of diffuser-augmented wind turbines. **Energy Conversion and Management**, [S.l.], v. 123, p. 35-45, jul. 2016.
- VERMEER, L. J.; SØRENSEN, J. N.; CRESPO, A. Wind turbine wake aerodynamics. **Progress in Aerospace Sciences**, [S.l.], v. 39, p. 467-510, jan. 2003.
- VRIES, O. de. **Fluid dynamic aspects of wind energy conversion**. Londres: Advisory Group Aerospace Research & Development, 1979. 148 p.
- WILCOX, D. C. Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models. **AIAA Journal**, [S.l.], v. 26, n. 11, p. 1299-1310, nov. 1988.
- WILCOX, D. C. **Turbulence Modeling for CFD**. 3. ed. San Diego: DCW Industries, 2006. 522 p.
- WILSON, R. E.; LISSAMAN, P. B. S. **Applied aerodynamics of wind power machines**. 1. ed. [S.l.]: Oregon State University, 1974. 117 p.
- YELMULE, M. M.; ANJURI, E. R. CFD predictions of NREL Phase VI Rotor Experiments in NASA/AMES Wind tunnel. **INTERNATIONAL JOURNAL of RENEWABLE ENERGY RESEARCH**, [S.l.], v. 3, n. 2, p. 261-269, fev. 2013.